Oberlin C[illegible]
MAY 13 192[illegible]
No.

Physikalische Zeitschrift

begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von **Johannes Stark**

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.20, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

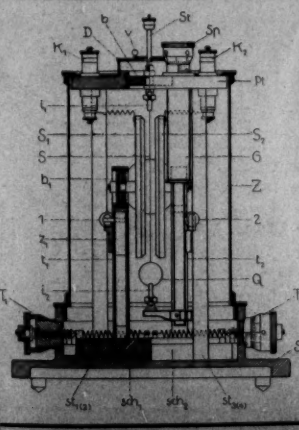
Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Lotzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den

Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 6. Leipzig, 15. März 1924. No. 658. Printed in Germany. **25. Jahrgang.**

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



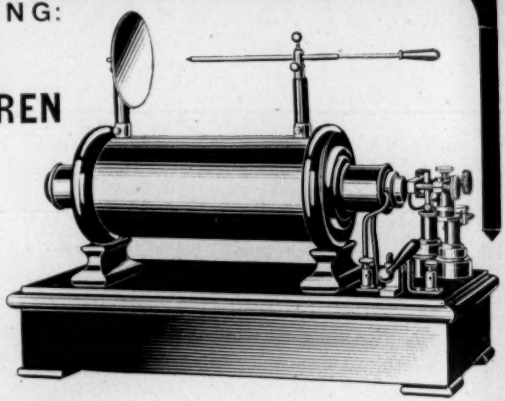
Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

UNSERE ABTEILUNG:
PHYSIK
liefert:
FUNKENINDUKTOREN



SIGNALAPPARATEFABRIK
JULIUS KRÄCKER
AKTIENGESELLSCHAFT
BERLIN W. 57. BÜLOW-STR. 47.

Eingetragene Schutzmarke

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Chemie und Technik der Gegenwart
Herausgegeben von Dr. Walter Roth in Coethen

Soeben erschienen:

Chemie der freien Radikale
Entwicklungsgang und gegenwärtiger Zustand der Lehre von den freien Radikalen
von Dr. **Paul Walden**
ord. Professor a. d. Universität Rostock
Mit 21 Abbildungen im Text. XIV u. 351 S. m. Reg. Gr. 8°. 1924.
Geh. Gm. 9.—, $ 2.15, Halbleinenband Gm. 11.—, $ 2.60

Plastische Massen
Die Erzeugung, Verarbeitung u. Verwendung von Kunststoffen
von **Hans Blücher**
Ingenieur u. Chemiker, Leipzig
Mit 32 Abbildungen im Text. XII u. 291 S. m. Reg. Gr. 8°. 1924.
Geh. Gm. 8.—, $ 1.90, Halbleinenband Gm. 10.—, $ 2.40

Weitere Bände befinden sich in Vorbereitung.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 6. 15. März 1924. Redaktionsschluß für No. 7 am 5. April 1924. 25. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

P. Cermak, Über die Tonbildung in luftdurchströmten Röhren. S. 121.

G. Joos, Der Einfluß eines Magnetfeldes auf die Polarisation des Resonanzlichts. S. 130.

F. J. v. Wiśniewski, Zur Theorie des Heliums. S. 135.

E. Badareu, Über die durch Kationenstöße aus Platin ausgelösten Elektronenströme im Hochvakuum. S. 137.

Besprechungen:

E. Grimsehl, Lehrbuch der Physik. S. 141.

L. Graetz, Lehrbuch der Physik. S. 141.

A. Born, Isostasie und Schweremessung. S. 142.

R. Fuchs u. L. Hopf, Aerodynamik. S. 143.

M. v. Smoluchowski, Abhandlungen über die Brownsche Bewegung und verwandte Erscheinungen. S. 143.

Tagesereignisse. S. 144.

Personalien. S. 144.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Tonbildung in luftdurchströmten Röhren.

Von P. Cermak.

Im Anschluß an einige bereits veröffentlichte Versuche über die Tonbildung bei Metallschläuchen mit eingedrückter Spiralwindung[1]) machte ich eine Reihe weiterer Erfahrungen, über die hier kurz berichtet werde.

Um eine in allen ihren Dimensionen gut ausmeßbare Schlauchpfeife zu erhalten, reihte ich in einem Messingrohre geeigneter Länge und Weite Lochscheiben unter Zwischenschaltung dünner Messingringe aneinander. Als Lochscheiben lassen sich die in keiner Mechanikerwerkstatt fehlenden Unterlegscheiben für Schrauben verwenden, wenn sie von anhängendem Grat und sonstigen Unvollkommenheiten befreit sind.

Zunächst zeigte sich, daß durchaus nicht das ganze Pfeifenrohr mit den Lochscheiben erfüllt zu sein braucht, damit die Tonbildung beim Durchblasen von Luft erfolge, daß vielmehr schon wenige, ja schließlich eine einzige Lochscheibe für die Tonbildung ausreichend ist, wenn genügend starker Luftstrom das Rohr durchstreicht. Der Luftstrom wurde wiederum mit einer Gebläsepumpe erzeugt und seine Stärke mit geeichten „Rotax"messern festgestellt[2]). Die tönende Röhre steckte im untern Tubus einer Wulfschen Flasche, damit für sie eine wohl definierte Länge angegeben werden kann.

Sobald feststand, daß schon eine Lochscheibe für die Tonbildung genüge, galt es zu untersuchen, wie die Zahl der Scheiben, wie ihre Lage, gerechnet vom Austrittsende des Luftstromes, wie Lochweite und Breite der Scheiben die Frequenz des entstehenden Tones beeinflussen. Die Versuche wurden an verschieden langen Röhren von 1.4 cm Innendurchmesser durchgeführt. Fast alle hier wiedergegebenen Ergebnisse sind gewonnen an einem 69,25 cm langen Rohre, dessen Resonanzgrundton zu 230 Schwingungen in der Sekunde gefunden wurde. Die Frequenzen der ersten 16 in den folgenden Tabellen immer wieder vorkommenden Teiltöne sind also:

1	2	3	4	5	6	7	8
230	460	690	920	1150	1380	1610	1840
9	10	11	12	13	14	15	16
2070	2300	2530	2760	2990	3220	3450	3680

Bei solch langen Rohren sprechen im allgemeinen die hohen Teiltöne leichter an als die tiefen, das wurde schon bei den handelsüblichen Metallschläuchen festgestellt. Hier erhielt ich die ersten beiden Teiltöne nie, erst vom dritten Teilton an sprach das Rohr gut an.

Zunächst befand sich die Lochscheibe am Austrittsende des Luftstromes, genauer ihre Mitte 3,5 mm davon entfernt. Für zwei äußerlich gleiche, aber doch wohl irgendwie verschiedene Lochscheiben *a* und *b* gleicher Dicke (2,1 mm) und gleicher Bohrung (6 mm) erhielt ich folgenden Zusammenhang zwischen Luftstrom und entstehendem Teilton:

Tabelle I.

Luftstrom in cm³/sec		Teilton	Luftstrom in cm³/sec		Teilton
a	137—172	3	*a*	320—360	7
b	137—168	3	*b*	313—355	7
a	177—202	4	*a*	360—381	8
b	168—192	4	*b*	— —	—
a	202—260	5	*a*	381—454	9
b	192—260	5	*b*	355—450	9
a	260—320	6	*a*	454—493	10
b	260—313	6	*b*	450—500	10

1) P. Cermak, diese Zeitschr. **23**, 394, 1922.

2) Vgl. Journal für Gasbeleuchtung und verwandte Beleuchtungsarten, 1910, Heft 16.

Die beiden Scheiben geben also im wesentlichen das gleiche. Auffallend ist, daß die Luftstromintervalle, in denen die einzelnen Teiltöne erregt werden, ungleich groß sind, die Teiltöne also nicht alle gleich gut ansprechen. So fällt der Teilton 8 bei Lochscheibe *b* überhaupt aus. Das Ergebnis der Tabelle I ist, daß auch bei einer Lochscheibe mit zunehmendem Luftstrome die Tonhöhe nicht stetig, sondern treppenartig ansteigt. In Fig. 1d sind die

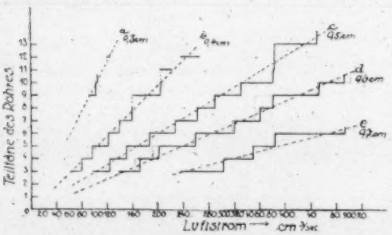


Fig. 1.

Zahlen graphisch wiedergegeben. Die Treppenstufen sind zum Teil recht ungleich, doch läßt sich im ganzen ein linearer Zusammenhang zwischen Tonhöhe und Luftstromstärke erkennen. Die Umkippstellen der Töne liegen nicht exakt fest, das zeigt schon der Unterschied der beiden Meßreihen *a* und *b*. Beide wiedergegebenen Zahlenreihen sind bei zunehmender Luftstromstärke beobachtet. Bei abnehmendem Lufstrome sind die Kippstellen etwas nach den kleineren Luftstromstärken verschoben. Immer sucht der gerade erregte Teilton sich möglichst lange durchzusetzen. Die Frequenz der Teiltöne bleibt nicht im ganzen Intervalle des Luftstromes, der sie erregt, gleichmäßig, sondern nimmt meist etwas zu, worauf später noch zurückzukommen sein wird.

Hält man nun die Rohrlänge und die Endlage der Lochscheibe konstant, ändert aber den Lochdurchmesser, so erhält man bei Löchern, deren Durchmesser kleiner als 3 oder größer als 8 mm ist, gar keine Töne mehr. Für Lochweiten innerhalb dieser Grenzen ergaben sich die in Fig. 1a—e eingezeichneten Treppenfiguren mit den eingetragenen Lochdurchmessern. Ein exakter Vergleich der Kurven ist schwer; denn von einer einheitlichen Stromdichte innerhalb der Bohrung kann sicherlich nicht gesprochen werden, da die Reibung an den Lochrändern ungleichmäßige Geschwindigkeitsverteilung erzwingt.

Nur annäherungsweise richtige Beziehungen wird man daher erwarten dürfen, wenn man bei verschiedenen Lochweiten die Luftstromdichte — Luftmenge dividiert durch Lochfläche — mit der Frequenz der entstehenden Töne vergleicht. Setzt man einfach $N = a \cdot L$, wobei die Luftmenge L den punktiert in Fig. 1 eingezeichneten Geraden entnommen ist, so wird tatsächlich die Konstante a etwa umgekehrt proportional der Lochfläche gefunden:

Tabelle II.

$2r$	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7 cm
r^2	0,07	0,126	0,20	0,28	0,385 cm²
$\frac{1}{a}$	0,045	0,089	0,145	0,203	0,327

Es scheint auch hier wie bei den vollständigen Schlauchpfeifen die seinerzeit angegebene Näherungsformel $N = \frac{L \cdot w}{q'}$ gültig, bei der q' den wirksamen Querschnitt darstellte; doch läßt sich über die Größe dieses q' zunächst nichts Bestimmtes aussagen. Da liegt es nun nahe, zu prüfen, ob die Zahl der Lochscheiben Einfluß auf die Gestalt der Tontreppe habe. (Die Scheiben liegen getrennt durch gleich dünne Messingringe hintereinander.) Fig. 2 zeigt das

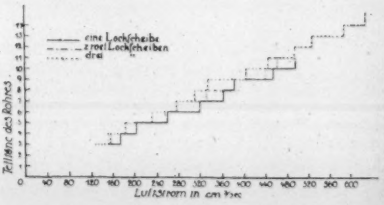


Fig. 2.

Ergebnis, wieder gewonnen an Elementen von 6 mm Lochdurchmesser und bei zunehmendem Luftstrome. Bei zwei Lochscheiben, dargestellt in der Treppenkurve —.—.—, wird also der Kurvencharakter gar nicht geändert, die Treppe ist nur etwas ausgeglichener und es sprechen auch noch höhere Teiltöne an. Die zur Erzeugung eines Tones nötige Luftmenge bleibt im wesentlichen unbeeinflußt. Das Zufügen einer dritten Lochscheibe (und ebenso noch weiterer) — dargestellt in der Kurve ····· — ändert prinzipiell auch nichts, doch nimmt die Zahl der ansprechenden Teiltöne wieder ab, wohl weil die einzelnen Scheiben und Zwischenstücke nicht alle vollkommen gleich sind. (Wie dieses Ergebnis eingeschränkt werden muß, wenn der Abstand der Lochscheiben nicht mehr klein gegen die Pfeifenlänge ist, wird sich später ergeben.) Da nun die verwendeten Lochscheiben 2,1 mm dick und die gleichen Abstand er-

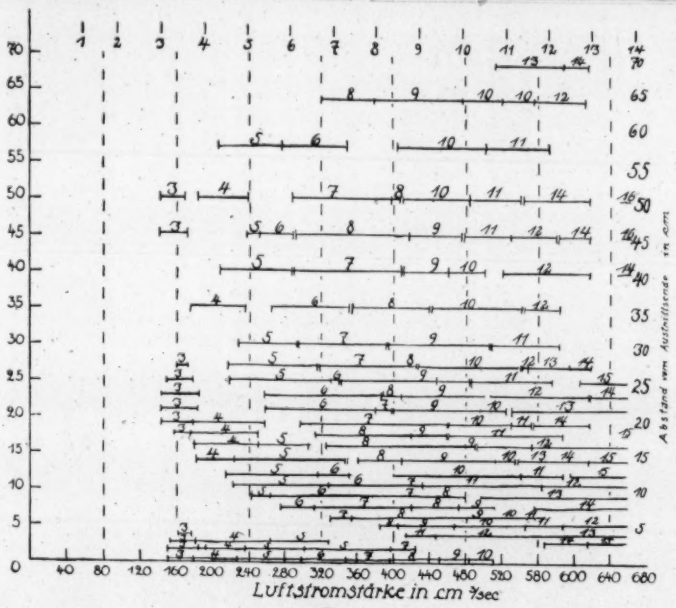


Fig. 3.

zwingenden Zwischenringe 2,5 mm breit waren, so kommen auf 1 cm Rohrlänge 2,17 tonbildende Elemente, wenn man sich die ganze Rohrlänge von solchen Lochscheiben erfüllt denkt. Diese Zahl kann für w in die obige Formel eingesetzt werden. Dann erhält man als wirksamen Querschnitt q' rund 0,4 cm² einen Wert etwas größer als $q = 0{,}28$, die Lochfläche. Die Formel läßt sich also auch bei unvollkommener Ausfüllung des Rohres durch Lochscheiben erfüllen. Freilich wird die Frequenz des Grundtones und der Obertöne um so mehr erniedrigt, je größer die Zahl der Lochscheiben ist. Das hängt mit dem schon früher untersuchten Einfluß von Querschnittsänderungen auf die Frequenz der Resonanztöne eines Rohres zusammen.

Die bisher beschriebenen Versuche hatten gemeinsam, daß die Lochscheiben sich am Austrittsende des Luftstromes befanden. Nun galt es noch festzustellen, ob die Lage der Lochscheibe im Rohre die Töne zu beeinflussen vermöge. Tabelle III enthält die Ergebnisse. Für jede Lage — immer gerechnet vom Austrittsende in Zentimetern — sind eingetragen die Frequenz der entstehenden Teiltöne und die Luftstromgebiete, innerhalb deren ein Teilton erregbar ist. Da sich eine Symmetrie der Verhältnisse um die Mitte des Pfeifenrohres ergab, sind für die eine (vordere) Hälfte des Rohres die Messungen zahlreicher als für die andere. Eine graphische Darstellung dieses Zahlenmaterials ist so versucht worden, daß die Ordinaten die Entfernungen der Lochscheibe vom Austrittende, als Abszissen die Luftstromstärken gewählt sind und nun für jede Lage das ganze Luftstromgebiet, in dem Tonbildung erfolgt, durch eine Parallele zur Abszisse gekennzeichnet, während die Kippstellen der Töne, jene Luftmengen, bei denen der Übergang vom einen zum andern Teiltone erfolgt, durch kleine Querstriche angedeutet sind. Jede dadurch abgetrennte Teilstrecke entspricht einer Stufe der Tontreppen der Fig. 1 u. 2; kleine Ziffern über den Teilstrecken bezeichnen den Teilton.

Beim Hineinrücken der Lochscheibe ins Rohrinnere sehen wir also zunächst die Zahl der Teiltöne abnehmen und mit ihr auch die obere Grenze des tonerregenden Luftstromes. Bald aber — Lage 2,85 cm — finden wir jenseits dieser Grenze des Luftstromes nur ein begrenztes Schweigegebiet, oberhalb dessen die Tonbildung mit wesentlich höheren Teiltönen von neuem einsetzt. In der nächsten der eingezeichneten Lagen (3,85 cm) ist vom „tieferen" Anregungsgebiete nur noch der Teilton 3 übrig geblieben, die obere Grenze des Schweigetons

Tabelle III.

Teiltöne bei verschiedenen Luftströmen.

Lage	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	
cm 0,6	673 150—178	889 —226	1123—38 —297	1355 —347	1585 —396	1856 —450	2058 —483	2273 —510							Frequenz cm³/sec
1,85	681 150—183	902 —235	1152 —301	1362 —397	1594 —425										"
2,85	681 153—189	902 —263	1152 —327									3188 568—616	3534 —〉660		"
3,85	688 161—176								2444 414—447	2724 —584	2954 —〉660				"
5,35						1842 385—404	2058 —468	2273 —546	2444 —588	2724 —660					"
6,35					1585 330—354	1767 1816 —358 —482	2029 —507	2255 —548	2465 —556						"
7,85				1362 275—312	1576 —420	1816 *) 472	2042 —512					3232 556—660	3584 〉660		"
9,35			1138 242—264	1355 —377	1566 —450	1842 —462					2913 497—〉660				"
10,85			1128—38 222—327	1356—62 —417	1594 —424				2444 433—582	2724 —〉660					"
12,35			1138—1146 214—315	1362 —351				2234—2254 400—540	2465 —589				3460 596—〉660		"
14,35		890 181—223	1141 —347			1843 *) 361—408	2040 —513	2273 —535			2938 537—569	3188 —616	3534 —〉660		"
16,35		896 178—249	1146 —305			1767 1842 325— —396 —480	2029, —490			2642 2814 491 —553 —〉660					"
17,85	688 156—174	896 —249			1566—85 313—419	1843 —459			2465 459—588				3460 〉660		"
19,35	681 142—177	889 —256			1537—84 296—450			2196—2253 450—530	2490 —554			3156 554—616			"
21,35	681 142—182			1355 256—380	1537 —398		2029 398—495	2253 —524			2938 530—660				"
23,35	677 142—181			1340—55 256—386		1827 386—408	2043 —500			2642 —2726 507—616		3184 616—〉660			"
25,35	681 148—177		1146—67 218—331	1355 —339		1767 1840 339 —447 —484			2490 484—575				3486 〉616		"
27,35	684 159—171		1146 216—317		1584 317—410	1803 —426		2253 426—539		2726 539—547	2972 —594	3268 —618			"

Tabelle III (Fortsetzung).

Lage	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	
cm			1152		1548		2043		2490						"
30,35			228—293		295—393		393—507		507—583						
35,35		894		1354		1790 1841		2253		2754					"
		174—235		264—352		352— 440		440—542		542—584		3184			
40,35			1146		1557		2059	2270		2754		616— 660			"
			229—289		290—410		410—460	—500		520—616					
45,35	684		1157	1348		1760—1800	2059		2490	2754		3184		3734	"
	142—171		237—249	—332		332—417	—475		475—529	—581		581—616		660	
50,35	684	896 921			1537	1842		2270	2466			3122		3680	"
	142—168	183			289—398	—409		409—483	—541			541—616		660	
		-203 —238													
57,35			1146	1341				2253	2490						"
			207—277	—349				405—502	—572						
63,90						1791—1841	2043	2270	2490	2726					"
						320—389	—477	—521	—555	—612					
68,90											2914	3184			"
											514—588	—615			

Tabelle IV.

Lage in cm	Dicke in mm	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	Teiltöne
																Freq. cm³/sec
0,6	2,1		673	889	1123—38	1355	1585	1856	2058	2273						
			150—178	—226	—297	—347	—396	—450	—483	—510						
1,17	3,85			882	1124—54	1353	1563	1787—1852	2238	2250	2570	2746	2968	3186	3478	"
				140—169	—233	—254	—280	—317	—357	—391	—442	—459	—470	—484	—518	
1,55	6,23		673—694	897—929	1147	1333—1367	1572	1776—1852	2072							"
			139—188	—240	—288	—336	—390	—418	—440							
1,49	7,45	425—488		918	1111—1130			1840								"
		120—148		148—157	157—176			276—288								
			663—688	865—921	1116—1126	1324—1360	1563									
			176—215	215—276	288—328	328—368	368—417									
1,55	8,15	449	660		1115—1175	1367		1825		2232	2536					"
		142—168	168—177		177—215	236—253		263—317		356—371	392—397					
		.442	689		1106—1115	1339										
		253—296	215—236		317—347	371—392										
1,55	8,15					1340				2250						"
						264—303				303—...						

ist ganz wesentlich nach der Seite der kleinen Luftstrommengen vorgerückt, das zweite Anregungsgebiet hat an Ausdehnung gewonnen. In der folgenden Lage ist vom ersten Anregungsgebiete nichts mehr übrig und beim nächsten Versuche (6,35 cm) wird schon die obere Grenze dieses zweiten Anregungsgebietes merkbar. Bald rückt ein drittes solches Gebiet von der Seite der hohen Luftstrommengen vor und die früheren werden immer weiter zurückgedrängt. Die Schweigegebiete werden dabei im allgemeinen immer enger, bis beim Vorrücken der Lochscheibe gegen die Rohrmitte hin viele solcher Anregungsgebiete eng aneinandergerückt nebeneinanderstehen, z. B. bei 30 cm. Oft ist dann experimentell der Nachweis des Schweigegebietes kaum mehr zu erbringen, höchstens bei ganz langsamer Zunahme des Luftstromes; es offenbart sich aber ein solches Schweigegebiet immer dadurch, daß nicht der $n$te Teilton auf den $(n-1)$ten folgt, sondern der $(n+m)$te, wobei $m = 1, 2, 3 \ldots$ sein kann. Sobald nun die Lochscheibe die Mitte des Rohres überschritten hat, wiederholen sich bis zu einem gewissen Grade alle vorher gefundenen Ergebnisse. So sieht man auf der bildlichen Darstellung, daß etwa in den Lagen 25 $(= 35 - 10)$ und 45 $(= 35 + 10)$ die gleichen Teiltöne ansprechen, ebenso bei 20 und 50, 12,5 und 57 usw. Scheinbar widersprechen dem die Endlagen; doch scheint mir das nur dadurch bedingt, daß bei so langen Rohren die tiefen Töne im allgemeinen schon schwer ansprechen, besonders schwer aber, wenn die Lochscheibe am Eintrittsende liegt. (Bei kurzen Resonanzröhren fällt diese Unsymmetrie dann tatsächlich weg.) Da das Rohr immer einer offenen Pfeife entspricht, muß man solche Symmetrie auch erwarten.

Eine Ursache für die Schweigegebiete läßt sich weder aus der Tabelle noch aus der graphischen Darstellung ablesen. Stellt man sich aber eine in entsprechendem Maßstabe angefertigte Zeichnung her, die die Lage der Knoten und Bäuche der einzelnen Teiltöne widergibt (vgl. Fig. 4) und vergleicht man durch Überdecken mit ihr die bei bestimmter Lage der Lochscheibe entstehenden Teiltöne, so zeigt sich, daß nur jene Töne nicht entstehen, die an der Lochscheibenstelle oder in ihrer unmittelbaren Nähe einen Knoten der Bewegung aufweisen[1]). So müssen z. B. für die Scheibenlage 19 cm ausfallen die Teiltöne 5, 8, 9, 12, 13, 15;

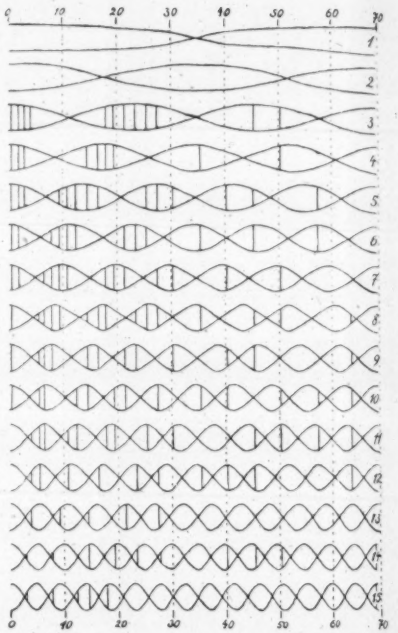


Fig. 4.

für die Scheibenlage 35 cm (die ungefähre Mitte) dagegen fallen aus die Teiltöne 3, 5, 7, 9, 11, 13, 15, d. h. dort werden nur die geraden Teiltöne gefunden. In der Nähe davon, bei 30 cm fallen aus demselben Grunde dann die Teiltöne 4, 6, 8, 10 aus und man hört nur die ungeraden Teiltöne, wenn sich an dieser Stelle die Lochscheibe befindet. Es darf sich also der Knoten eines Teiltones nicht allzu nahe am Orte der Lochscheibe befinden. Am besten wird er ansprechen, wenn bei geeigneter Luftstromstärke am Orte der Lochscheibe ein Bauch liegt. Daraus folgt nun, daß für eine Lochscheibe unmittelbar am Austrittsende alle Teiltöne erregbar sein sollen und dies ist experimentell gut erfüllt. Wenn dort die Teiltöne über dem zehnten trotzdem fehlen, so ist zu berücksichtigen, daß die erste geprüfte Lage bei 0,6 cm also schon etwas im Rohre liegt und daß außerdem wegen der Endkorrektionen die Bauchstellen wohl etwas außerhalb des Rohres liegen.

Mit dieser Erkenntnis ist aber nur eine Beziehung zwischen Scheibenlage und Teilton gefunden, nicht aber eine solche zwischen Teilton und Luftstromstärke. Ja es fällt beim Anblick

1) In Fig. 4 sind die Bäuche und Knoten der ersten 15 Teiltöne gezeichnet. Die in Tabelle III verzeichneten Beobachtungen sind bei jedem Teilton durch Vertikalstriche angedeutet. Nicht berücksichtigt ist dabei die Verlagerung der Knoten durch die Endkorrektionen, daher auch bei den höchsten Teiltönen Unstimmigkeiten bemerkbar werden.

der Fig. 3 sofort auf, daß da keine unbedingte Zwangsläufigkeit herrschen kann. Berechnet man aus der oben gegebenen Näherungsformel $L = \frac{Nq'}{w}$ (wobei wieder $q' = 0{,}45$ und $w = 2{,}17$ gesetzt ist), die Luftstromstärken, die den einzelnen Teiltönen bei der Lochweite von 6 mm zukommen, so erhält man jene Stromwerte, die oben in der Fig. 3 eingezeichnet und mit den Ziffern der Teiltöne bezeichnet sind. Zieht man dann irgendeine Vertikale in der Figur, die einer solchen Luftstromstärke entspricht, so schneidet man bei verschiedenen Lagen der Lochscheibe experimentell gewonnene Teilstrecken, die, wie aus der betreffenden Bezifferung zu ersehen ist, nun recht verschiedenen Teiltönen entsprechen können. So trifft eine Vertikale bei 334 cm³/sec nicht nur mit 7 bezifferte Teilstrecken, sondern auch solche, die mit 6 und 8 bezeichnet sind. Das trifft besonders bei solchen Scheibenlagen zu, bei denen der Teilton 7 sich nicht entwickeln kann, weil sein Knoten dieser Stellung zu nahe liegt. Es sieht aus, als hätte die Pfeife das Bestreben, anzusprechen und wenn das nicht geht, dann versuche sie es mit einem benachbarten Teiltone, bzw. sie suche einen einmal erregten Teilton möglichst lange wiederzugeben.

Gestützt wird dieser Befund noch, wenn man die zur Fig. 3 gehörende Zahlentabelle III betrachtet. Die Vertikalreihen dieser Tabelle zeigen, daß einem Teiltone bei verschiedener Lage der Lochscheibe nicht immer die gleiche Frequenz zukommt. So variiert zum Beispiel die Frequenz des Teiltones 7 zwischen 1537 und 1594 Schwingungen, spricht im Mittel aller beobachteten Werte mit einer Frequenz von 1569 an. Es tritt also erstens eine Frequenzerniedrigung ein gegenüber der zu erwartenden Frequenz des Teiltones, die 1610 beträgt, sie mag bedingt sein durch die Querschnittsänderung, die durch das Einbringen der Lochscheibe unvermeidbar gemacht wird. Zweitens aber hängt im erregenden Luftstromgebiete wiederum die Frequenz von der Luftstromstärke ab: sie nimmt mit ihr zu. Deutlich ersichtlich ist das für den Teilton 7 bei der Lochlage 19,33 cm, einer Lage, bei der ein Bauch des Tones auf den Ort der Lochscheibe fällt. Gewisse solche Lochlagen scheinen einen besonders großen Frequenzbereich eines Teiltones zuzulassen, während in anderen Fällen, die häufiger sind, die Frequenz sich nur wenig oder gar nicht innerhalb des erregenden Luftstromgebietes ändert. Besonders auffallend ist aber bei einzelnen Teiltönen (8 und 12), daß sie zu zerfallen scheinen. Bei ihnen ist für manche Lochlagen kein kontinuierlicher Übergang der Teilfrequenz, sondern der Teilton setzt zunächst stark erniedrigt ein, bleibt über einen gewissen Luftstrombereich konstant und springt dann plötzlich in einen höheren Frequenzwert über. Der Teilton erscheint in zwei Töne aufgespalten. Ich habe solche Stellen in der Tabelle III durch eine punktierte Vertikale in zwei Teilton- und Luftstromgebiete getrennt. Da man unganzzahlige Teiltöne des Rohres nicht annehmen kann, muß man wohl schließen, daß sie entweder dadurch zustande kommen, daß in solchen Fällen die Lage der Bäuche an den Rohrenden unstabil ist und damit plötzlich sich die Rohrlänge ändere oder, wenn man die beiden durch die Lochscheibe begrenzten Teile des Rohres als gekoppeltes System betrachtet, muß man annehmen, daß die Koppelungsbedingungen sich bei einer bestimmten Luftstromstärke plötzlich ändern und so diese Aufspaltung des Teiltones erwirken.

Die oben angegebene Näherungsformel für die Frequenz, die die experimentellen Ergebnisse für die Endlagen der Lochscheiben ganz gut wieder gab, reicht also keinesfalls mehr aus, um die Befunde für verschiedene Lagen im Innern des Rohres darzustellen. Es sind für die entstehenden Frequenzen nicht nur die Stärke des Luftstromes und die Dimensionen der Lochscheibe maßgebend, sondern es muß auch die Lage der Scheibe eine solche sein, daß die Ausbildung des Teiltones nicht gestört wird: ein Bewegungsknoten wird an der Stelle der Lochscheibe nicht entstehen können, da ja sicherlich an den scharfen Rändern des Loches Wirbelbildungen stattfinden, die den Knoten zu verhindern scheinen. Ist die Ausbildung des aus der Luftstromstärke zu erwartenden Teiltones durch die Lage der Scheibe gestört, so wird ein benachbarter Ton ansprechen, falls dieser dort einen Bauch der Bewegung hat, oder wenn solche benachbarte Teiltöne mit günstigeren Bedingungen nicht vorhanden sind, setzt die Tonbildung ganz aus und ein Gebiet des Schweigens läßt sich beobachten.

Wenn nun zwei oder mehrere Lochscheiben an verschiedenen Orten gleichzeitig in der Pfeife sind, so entstehen nicht einfach alle die Töne, die die Scheiben einzeln ergeben würden, sondern davon werden gerade jene deutlich, die an den Orten der Scheiben bzw. nahe dabei Bäuche der Bewegung aufweisen. So gibt:

eine Scheibe am Orte 0,6 cm allein die Teiltöne
3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10,
eine Scheibe am Orte 45 cm allein die Teiltöne
3, 5, 6, 8, 9, 11, (12), 14,
beide Scheiben geben die Töne 3, 4, 5, 6, 8, 9, 11, 12, 14.

Die Teiltöne 7 und 10 sind also ausgefallen. Kommt nun noch eine Scheibe bei 20,75 cm dazu, so bleiben nur die Töne 3, 4, 6, 9, 12

übrig, es sind nun auch noch die Knoten der Teiltöne 5, 8, 12, 14 gestört worden. Aus der Intensität, mit der die Teiltöne dann auftreten, kann man schließen, daß jene Scheiben, die zuerst vom Luftstrome getroffen werden, einen größeren Einfluß auf die Tonbildung haben als die nachher getroffenen.

Wenn schließlich die Lochscheiben im Rohre überall ziemlich gleichmäßig verteilt sind, so scheinen sich entweder die Behinderungen aufzuheben, oder (wahrscheinlicher) nur die an den Enden des Rohres befindlichen Scheiben wesentlichen Einfluß zu haben und eine solche richtige Schlauchpfeife gibt dann fast alle Teiltöne, die man wünscht.

Bei allen bisher erwähnten Versuchen blieb die Dicke der Lochscheiben ungeändert gleich 2,1 mm. Welchen Einfluß die Scheibendicke haben könne, läßt sich aus der oben verwendeten Näherungsformel nicht erschließen, da bei zunehmender Scheibendicke sich gleichzeitig auch der wirksame Querschnitt ändern wird. Die Versuche ergaben zunächst, daß bei Lochscheiben, die weniger als 2 mm dick waren, die Tonbildung aussetzte. Bei einer Scheibe von 1,6 mm Dicke kann man die Pfeife nur noch durch den Kunstgriff zum Tönen bringen, daß man vor ihr Austrittsende in einem leicht auffindbaren günstigen Abstande irgendeine Fläche, Schneide oder Spitze als Hindernis in den Luftstrom bringt. Die durch solche Stauung erzwungene Tonbildung ist natürlich eine ganz andere und gehört nicht zu dieser vorliegenden Untersuchung. Der einmal so erzeugte Ton bleibt aber bisweilen bestehen, wenn man das Hindernis entfernt. Die dabei eintretenden Verhältnisse müßten einem gesonderten Studium unterzogen werden. Dagegen erweisen sich Scheiben, die wesentlich dicker als 2,1 mm sind, für die spontane Tonbildung im Rohre noch brauchbar. Ich untersuchte solche von 3,85; 6,23; 7,45 und 8,15 mm Dicke und führte an ihnen wieder die Frequenz- und Luftstrommessung bei verschiedenen Lagen im Rohre aus. Von der Wiedergabe des gesamten Zahlenmaterials glaube ich Abstand nehmen zu dürfen. Bei den Scheibendicken 3,85 und 6,23 fand ich der Fig. 3 ganz analoge Tonbilder. Vor allem bleibt immer der Befund bestehen, daß jene Teiltöne sich nicht ausbilden können, die an dem Orte der jeweiligen Scheibenlage einen Knoten der Bewegung haben. Ein Unterschied macht sich jedoch vor allem bemerkbar in der Größe der Luftstromstärken, die zur Erregung eines Teiltones nötig sind. Bei der Scheibe von der Dicke 3,85 sind alle die durchschnittlichen Erregungsstromstärken wesentlich erniedrigt. Während, um ein Beispiel zu geben, bei der Scheibendicke 2,1 mm der Teilton 7 durchschnittlich bei 330 cm^3/sec ansprach, so ist bei Scheibendicke 3,85 mm die durchschnittliche Luftstromstärke für diesen Teilton 270 cm^3/sec. In analoger Weise sind auch die Stromstärken für die andern Teiltöne erniedrigt. Aber bei der nächstdicken der untersuchten Scheiben (6,23 mm) ändert sich das wieder in umgekehrter Art: man braucht da etwa die gleichen Luftmengen zur Tonerzeugung wie bei der Scheibendicke 2,1 mm und bei noch dickeren Scheiben findet man abermals eine Erniedrigung der Stromwerte. Es besteht also zwischen der Dicke der Lochscheibe und der zur Erregung eines Teiltones benötigten Luftmenge kein angebbarer einfacher Zusammenhang. (Die oben gegebene Interpolationsformel muß daher für jede Scheibendicke andre Werte der Größen w und q' erhalten, die experimentell ermittelt werden müssen.)

In Tabelle IV sind aus dem gewonnenen Zahlenmaterial jene Frequenzen und Luftstromstärken verschieden dicker Scheiben zusammengestellt, die sich auf Scheibenlagen am Austrittsende beziehen. Die Tabelle gewährt noch einige Einblicke in die Vorgänge bei der Tonbildung. Von den angeführten Dicken scheint 3,85 mm am günstigsten, sowohl deshalb, weil die Tonbildung bei den kleinsten Luftstromstärken erfolgt, wie dadurch, daß die Zahl der ansprechenden Teiltöne am größten ist. Die in dieser Hinsicht weniger günstigen dickeren Scheiben zeigen weiter das auffallende Ergebnis, daß sich bei ihnen die aufeinanderfolgenden Teiltöne nicht mehr in regelmäßiger Folge ausbilden bei zu- oder abnehmendem Luftstrome, sondern daß die Partialtonreihe oft durch einen Ton der halben oder doppelten Ordnungszahl unterbrochen wird. Z. B. bei Dicke 7,45 mm folgt auf Teilton 5 nicht Teilton 6, sondern es schiebt sich eine neue Folge 3, 4 ein; auf 4 folgt dann 8; auf 8 aber nicht 9, sondern wieder 5, 6, 7. Solche Überschneidungen treten bei den dickeren Scheiben auch in andern Scheibenlagen häufig auf und sie vor allem legen die weiter unten gegebene Deutung nahe, daß die sich an den Kanten der Löcher ausbildenden Wirbelreihen in Zusammenhang mit der Lochtiefe stehen mögen[1]).

Bei der Scheibendicke 8,15 mm sind für die gleiche Scheibenlage zwei Beobachtungsreihen angeführt. Die erste, normale, bezieht sich wie alle zuvor angegebenen Messungen auf eine Lochscheibe, die scharfe Ränder aufwies; die

1) Diese Überschneidungen, besonders in der Form, daß ein Teilton 2 m mitklingt, wenn der Teilton m erregt wird, treten auch bei dünneren Lochscheiben gelegentlich auf. In Tabelle III sind solche Stellen durch ein Sternchen gekennzeichnet.

zweite mit *A* bezeichnete, aber auf eine Scheibe, bei der die Ränder absichtlich möglichst sanft abgerundet waren. Dann erhält man also nur wenige Teiltöne und schließlich gar kein Ansprechen des Rohres mehr. Das steht in Einklang mit der früher bei Schlauchpfeifen gefundenen Beobachtung, daß Schläuche, deren Windungen im Innern des Rohres stark abgeflacht waren, nicht zum Tönen gebracht werden konnten. Endlich wurde statt einer Lochscheibe bestimmter Dicke ein aus Vollmessing gearbeitetes Element nebenstehender Art (Querschnitt in Fig. 5) eingesetzt, das auf der einen Seite die

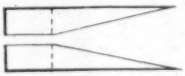


Fig. 5.

scharfen Ränder der Bohrung aufwies, auf der andern allmählich (konisch) sich dem inneren Querschnitt des Rohres anschmiegte. Ein solches Element gab (in Endlage) gut die Teiltöne 3 bis 9, wenn der Luftstrom auf die scharfen Kanten der Bohrung aufstieß, gab jedoch keine Töne, wenn es umgekehrt eingesetzt wurde und der Luftstrom allmählich dem Bohrloche zugeführt wurde. Es gab aber auch dann keine Teiltöne, unabhängig davon, welche Seite es dem Luftstrome zukehrte, nachdem es auf der Drehbank so weit abgedreht worden war, wie die punktierte Linie in der Figur anzeigt, wenn also das zylindrische Stück der Bohrung fehlte.

Dehnt man die Untersuchungen auf verschieden lange Resonanzrohre, speziell auf kürzere aus, so erhält man keine wesentlich neuen Ergebnisse. Bei kurzen Rohren sprechen die ersten Teiltöne, auch der Grundton leichter an, dafür ist die Zahl der hohen Partialtöne stark eingeschränkt. Die Frequenzen mit Lochscheibe sind gegenüber denen des leeren Resonanzrohres stärker erniedrigt; da die Breite der Lochscheiben gegen die Gesamtlänge des Rohres nicht mehr vernachlässigbar ist, machen sich die mit Querschnittsänderungen verknüpften Frequenzänderungen stärker bemerkbar. Auch treten bei den kurzen Rohren die Überschneidungen der Tonfolgen, die bei den langen Rohren nur für große Scheibendicken eintraten, stärker in Erscheinung.

Für alle die gewonnenen Ergebnisse — so scheint mir — kann man Vorgänge im Luftstrome verantwortlich machen, von denen man ein einigermaßen befriedigendes Bild erhält durch die Annahme, daß sich an den Rändern der Lochscheiben in geregelter Folge stabile Wirbelzüge ablösen, deren Geschwindigkeit dem jeweiligen Luftstrome proportional ist und deren bestimmende Einzelabstände mit den Dimensionen der Lochscheiben zusammenhängen. v. Kármán[1]) hat die Stabilitätsverhältnisse solcher parallel laufender Wirbelzüge untersucht und gefunden, daß sie stabil werden nur für ein ganz bestimmtes Verhältnis des Abstandes der parallelen Züge zum Abstande der einzelnen Wirbelfäden in diesen Zügen. Krüger[2]) hat dann mit Erfolg durch die Ergebnisse Kármáns das Entstehen der Spalt- und Schneidentöne verständlich machen können. Bei der vorliegenden Art der Tonerzeugung kann man weder von Spalt noch von Schneide sprechen; trotzdem ist es wahrscheinlich, daß an den Rändern der Lochscheibe eine periodisch geregelte Wirbelablösung erfolgt. Sie scheint freilich zur Voraussetzung zu haben, daß schon eine gewisse Unruhe im Luftstrome vorhanden ist. So leicht man nämlich mit dem Munde oder mit einer Vorrichtung ähnlich der hier benutzten (Resonanzrohr im Tubus einer Wulfschen Flasche) ein Rohr mit Lochscheibe zum Tönen bringt, so ist es mir doch nie gelungen, Töne zu erhalten, wenn der Luftstrom durch einen längeren Schlauch dem Resonanzrohre direkt zugeleitet wurde; man mußte dann schon den Schlauch an einer vom Rohre nicht zu entfernten Stelle einknei fen, also die Ruhe des Luftstromes stören, damit Tonbildung erfolgte. Auch die oben erwähnte Tatsache, daß man bei nicht ansprechender Röhre durch Stauung des austretenden Luftstromes an irgendeinem Hindernisse das Rohr zu anhaltendem Tönen bringen kann, muß so gedeutet werden. Sind aber primäre Störungen im Luftstrome vorhanden — sie werden sich vor allem am Eintrittsrande des Resonanzrohres ausbilden —, so scheint sich leicht eine geregelte Wirbelablösung am Lochrande auszubilden. Im Unterschiede gegen die von Krüger untersuchten Tonentstehungsarten wird aber hier das Tempo der Wirbelablösung nicht nur einerseits durch den Luftstrom anderseits durch Breite und Tiefe des Loches bestimmt, sondern auch durch die Länge des Resonanzrohres bedingt.

Übernehmen wir zunächst einfach die Krügersche Formel

$$N = \frac{u}{l},$$

d. h. die Frequenz ist gleich der Geschwindigkeit des Wirbelsystems, dividiert durch den Abstand aufeinanderfolgender Wirbel, so würde u

1) Th. v. Kármán, Gött. Nachr. 1912, S. 547; v. Kármán u. Rubach, Physik. Zeitschr. **13**, 49, 1912.

2) F. Krüger u. E. Schmidtke, Ann. d. Phys. **60**, 701, 1919; F. Krüger, ebenda **62**, 673, 1920; Krüger u. Marschner, ebenda **67**, 581, 1922.

vom Luftstrome, l von den Maßen der Lochscheibe abhängen. Bei gegebener Scheibe würde dann einer Frequenz nur eine ganz bestimmte Luftstromstärke zugeordnet sein, etwa jene, die man aus den punktierten Geraden der Fig. 1 ablesen kann. Da nun, wie das Experiment lehrt, auch bei benachbarten Luftstärken dieselbe Frequenz aufrecht erhalten wird, so kann dies nur die Wirkung der Resonanztöne des Rohres sein: Die im Rohre sich ausbildenden Schwingungen erzwingen eine Wirbelablösung ihres Tempos auch dann, wenn die von Kármán gefundenen Bedingungen für die Stabilität nicht mehr exakt erfüllt sind. Da dann die Wirbelzüge nicht mehr stabil sind, kippt bei weiterer Zunahme der Wirbelgeschwindigkeit der Ton leicht in die Frequenz des nächsten Teiltones um, falls die Ausbildung seiner Bewegungsknoten nicht durch die örtliche Lage der Scheiben verhindert wird. Dabei sind nun die einzelnen Teiltöne nicht sehr konstant in ihrer Frequenz, denn nicht nur die Wirbelfolge wird sich den Resonanzbedingungen des Rohres anpassen, sondern auch die Knoten- und Bauchlagen im Rohre werden der Wirbelfolge etwas nachgeben, vielleicht durch kleine Verschiebungen der Bauchlagen an den Rohrenden. Freilich bleibt die Darstellung der Vorgänge bei der Tonbildung Vermutung, bis einmal in Flüssigkeiten die Wirbelbildung genauer untersucht sein wird. Die Abhängigkeit der Tonfolgen von der Scheibendicke und Nachweis, daß bei sehr dünnen Scheiben sowie bei dicken Elementen, die keine zylindrische Bohrung haben, die Tonbildung ausbleibt, sprechen übrigens dafür, daß nicht nur die Weite der Löcher, sondern auch die Führung der Wirbel in diesen zylindrischen Bohrungen von Einfluß sind; möglicherweise findet an beiden Lochrändern eine Wirbelablösung statt.

Zusammenfassung.

Befinden sich in einem Rohre eine oder mehrere zentral durchbohrte Scheiben geeigneter Größe, so kann das Rohr durch einen Luftstrom zum Tönen gebracht werden. Die Frequenz des erregten Tones wächst mit zunehmendem Luftstrome, doch bilden sich nur der Resonanzton des Rohres und seine Obertöne aus. Es wird untersucht, wie die Lage der Scheiben, ihre Dicke und ihre Lochgröße die Tonbildung beeinflussen. Das Zustandekommen der Töne wird auf Wirbelablösung an den Rändern der Lochscheiben zurückgeführt.

Gießen, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 29. Februar 1924.)

Der Einfluß eines Magnetfeldes auf die Polarisation des Resonanzlichts.

Von Georg Joos.

1. Einleitung.

Vor einiger Zeit teilten R. W. Wood und A. Ellett[1]) Beobachtungen über den Einfluß eines Magnetfeldes auf das Resonanzlicht von Quecksilber- und Natriumdampf mit, die insbesondere im Fall des Na zunächst höchst verwickelt erscheinen. Es läßt sich nun zeigen, daß die Woodschen Beobachtungen sich restlos durch Zeemaneffekt erklären lassen. Auf Grund von Erwägungen über die Analogie von Emissions- und Absorptionsspektrum (Kirchhoffsches Gesetz) haben ferner P. D. Foote, A. E. Ruark und F. L. Mohler[2]) geschlossen, daß bei optischer Anregung von Na-Dampf, der sich im Magnetfeld befindet, unter gewissen Bedingungen das Resonanzlicht der D_2-Linie statt 6 nur 4 Komponenten enthalten kann. Es wird nun unter anderem bewiesen, daß in den Woodschen Versuchen auch die Ausführung des Foote-Ruarkschen Vorschlags enthalten ist mit dem Unterschied, daß das Resonanzlicht nicht spektral zerlegt wird, so daß sich das erwartete Ausfallen von 2 Komponenten nur dadurch bemerkbar macht, daß in dem beobachteten Gesamtlicht eine Polarisationsrichtung überwiegt.

2. Die magnetischen Niveaus der D-Linien.

Zunächst müssen wir uns einen Überblick über die verschiedenen Niveaus verschaffen, welche das Na-Atom im Magnetfeld im Normal- ($1s$-) und angeregten ($2p_i$)-Zustand einnimmt. Für die beobachtete Gesamtwirkung wird das Zerlegungsbild der D_2-Linie ausschlaggebend sein, da diese doppelt so stark ist als die D_1-Linie.

In Fig. 1 ist links an jedes Niveau die zugehörige magnetische Quantenzahl angeschrieben, während die Zahlen rechts eine willkürliche Bezifferung bedeuten, die zur raschen Kennzeichnung im folgenden benutzt werden wird. Die vorkommenden Übergänge sind durch Pfeile markiert, deren Richtung dem Emissionsvorgang entspricht und die durch die Buchstaben a—k gekennzeichnet sind. Senkrecht unter jedem dieser Pfeile ist die im Transversaleffekt beobachtete Polarisation angegeben, wobei $||$ bedeutet, daß der elektrische Vektor parallel zum Magnetfeld liegt. Bei longitudinaler Beobachtung verschwinden bekanntlich die $||$-Komponenten,

1) R. W. Wood u. A. Ellett, Proc. Roy. Soc. A. 103, 396, 1923.

2) P. D. Foote, A. E. Ruark u. F. L. Mohler, Journ. Opt. Soc. Am. 7, 414, 1923.

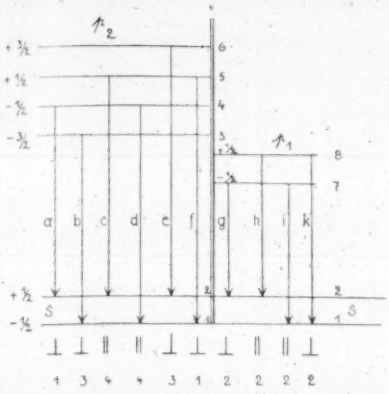


Fig. 1.

während die $\perp$-Komponenten zirkular polarisiert sind. Die Zahlen unter den Polarisationszeichen bedeuten die relativen Intensitäten der betreffenden Komponente, wie sie aus der Voigt-Sommerfeldschen Koppelungstheorie[1]) folgen. Wenn dieser auch die Vorstellungen der klassischen Theorie zugrunde liegen, so dürften entsprechend der gerade bei Intensitätsfragen sehr weitgehenden Korrespondenz zwischen den Ergebnissen der klassischen und der Quanten-Theorie die so gefundenen Intensitätsverhältnisse der Wirklichkeit sehr nahe kommen. Im übrigen würden auch die nur wenig abweichenden Werte, die Sommerfeld und Heisenberg[2]) mittels des Korrespondenzprinzips aus Modellvorstellungen ableiten, das Resultat nicht ändern.

3. Relative Übergangswahrscheinlichkeit und Intensität der Zeeman-Komponenten im Resonanzlicht.

An Hand des Niveauschemas lassen sich die Woodschen Beobachtungen erklären, sobald man eine Beziehung hat zwischen den relativen Intensitäten der Linien im Resonanzlicht und denen in der Absorption. Diese Beziehung läßt sich folgendermaßen finden: Zunächst ordnen wir jedem Übergang von einem der beiden Grundniveaus 1 und 2 nach einem höheren Niveau eine Übergangswahrscheinlichkeit zu, die wir mit $k_a, k_b \ldots$ bezeichnen. Ebenso führen wir für die Rückkehr in den Grundzustand 1 oder 2 Übergangswahrscheinlichkeiten $l_a, l_b \ldots$ ein. Diese beiden Wahrscheinlichkeitskoeffizienten sind für die Intensität des Resonanzlichts allein maßgebend. Daß nicht etwa ein Ausgleich der Konzentrationen der angeregten Atome nach Maßgabe der statistischen Gewichte (a priori-Wahrscheinlichkeiten) der angeregten Zustände stattfindet, schließen wir aus folgendem: Nach Beobachtungen von Wood und L. Dunoyer enthält das Resonanzlicht des Na-Dampfs bei Bestrahlung mit dem Licht der einen D-Linie nur dieses, wenn der Dampf rein ist. Bei Gegenwart von Verunreinigungen dagegen erscheinen beide Linien im Resonanzlicht. In diesem Fall hat sich in der Zeit zwischen Absorption und Reemission die den betreffenden statistischen Gewichten entsprechende Verteilung zwischen dem p_1 und p_2-Niveau eingestellt. Daß aber Wood sehr reinen Dampf gehabt hat, dürfte schon daraus hervorgehen, daß er bei Ausschaltung des Magnetfeldes und Erregung mit polarisiertem Licht eine allerdings schwache Polarisation des Resonanzlichts beobachtete, die, wie die Beobachtungen am Quecksilber zeigten, durch Wärmezusammenstöße und fremde Gase leicht vernichtet wird.

Es beträgt nun die sekundliche Zunahme von Atomen, die sich beispielsweise im Zustand des Niveaus 4 befinden,

$$\left(\frac{dn_4}{dt}\right)_+ = k_a n_2 + k_d n_1, \qquad (1)$$

während die Abnahme in der Zeiteinheit zu

$$\left(\frac{dn_4}{dt}\right)_- = (l_a + l_d)\, n_4 \qquad (2)$$

wird.

Die Intensität der Komponente a ist nun offenbar proportional zur Zahl der Übergänge $4 \to 2$ in der Sekunde. Das Produkt $l_a n_4$ ist also ein Maß für die Intensität der Komponente a. Somit ist, wenn wir die Intensität der Komponente a bis auf einen Maßfaktor kurzerhand mit a bezeichnen:

$$a = l_a n_4. \qquad (3)$$

Ferner kommt erfahrungsgemäß[1]) den beiden Einstellungen des Na-Atoms im s-Zustand, die den Niveaus 1 und 2 entsprechen, dasselbe Gewicht zu, so daß wir $n_2 = n_1 = 1$ setzen dürfen, wodurch wir gleichzeitig den Maßfaktor festlegen.

Es wird sich nun kurze Zeit nach Einsetzen des erregenden Lichts ein stationärer Zustand einstellen, bei dem ebensoviel Atome in einem der angeregten Zustände 3 bis 8 entstehen wie vergehen, so daß sich aus (1) und (2) ergibt:

$$a + d = k_a + k_d, \qquad (4)$$

1) A. Sommerfeld, Nachr. d. K. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, 1914.

2) A. Sommerfeld u. W. Heisenberg, Zeitschr. f. Phys. II, 131, 1922.

1) Z. B. im Stern-Gerlachschen Versuch.

ebenso findet man

$$\left.\begin{aligned} b &= k_b \\ c+f &= k_c + k_f \\ e &= k_e \\ g+i &= k_g + k_i \\ h+k &= k_h + k_k. \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Auf Grund des Kirchhoffschen Satzes müssen wir nun bei transversaler anregender Bestrahlung die Wahrscheinlichkeitsfaktoren k_i den bei transversaler Beobachtung sich ergebenden Intensitäten gleichsetzen, und zwar gilt dies dann und nur dann, wenn wir mit gewöhnlichem Licht anregen. Bei Anregung mit polarisiertem Licht müssen wir dagegen einzelne dieser Faktoren gleich Null setzen, nämlich diejenigen Komponenten, welche bei der Emission in Richtung der anregenden Strahlung eine Lage des elektrischen Vektors ergeben, der auf dem der anregenden Strahlung senkrecht steht. Ebenso können bei longitudinaler Bestrahlung die zum Magnetfeld parallel polarisierten Komponenten nicht absorbiert werden.

Die Gleichungen (5) geben teilweise nur die Summe von 2 Komponenten. Die Einzelwerte der Intensitäten erhält man aber aus der naheliegenden Überlegung, daß das Verhältnis der Intensitäten zweier Linien, die vom gleichen angeregten Niveau ausgehen, dasselbe ist wie beim gewöhnlichen Zeemaneffekt. Denn für die Rückkehr aus dem angeregten Zustand ist es natürlich gleichgültig, auf welche Weise er entstanden ist, d. h. die Verteilung auf die verschiedenen Möglichkeiten der Rückkehr ist von den äußeren Bedingungen ganz unabhängig. Wir erhalten so aus den Intensitätsverhältnissen, wie sie in Fig. 1 eingetragen sind, die Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned} a:d &= 1:4 \qquad g:i = 1:1, \\ c:f &= 4:1 \qquad h:k = 1:1. \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

4. Der experimentelle Befund bei den Woodschen Versuchen an *Na*.

Wir legen (vgl. Fig. 2) die Y-Achse eines räumlichen Koordinatensystems in der Richtung

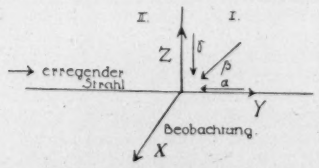


Fig. 2.

des anregenden Strahls, die X-Achse in die zum anregenden Strahl senkrechte Beobachtungsrichtung, die Z-Achse senkrecht auf der durch die beiden Achsen bestimmten Ebene. Bezeichnen wir die Parallelität zur X-Achse einfach mit X, so lassen sich die Ergebnisse der Wood-Ellettschen Versuche, bei denen die Richtung des Magnetfelds innerhalb des 1. Quadranten der YZ-Ebene gedreht wurde, durch folgendes Schema darstellen:

Elektr. Vekt. des anregenden Lichts	Magnetfeld	Polarisationsgrad	Elektr. Vekt. des Resonanzlichts
a) Z	α) Y	ca. 30 Proz.	Z
	β) diagonal	0	(diagonal im 2. Quadranten)
	γ) Z	stark	Z
b) X	α) Y	stark	Z
	β) diagonal	stark	diagonal im 2. Quadranten
	γ) Z	stark	Y

Im Fall *a*) dreht sich der elektrische Vektor des Resonanzlichts bei Drehung des Magnetfelds unter gleichzeitiger Abnahme des Polarisationsgrads bis zu der Diagonalstellung, bei der er unter 45° gegen die Y- und Z-Achse geneigt ist. In dieser Lage verschwindet gleichzeitig die Polarisation. Bei weiterer Drehung des Magnetfelds kehrt der elektrische Vektor um und hat bei vertikalem Magnetfeld wieder vertikale Richtung.

Der Unterfall a_γ entspricht dem Vorschlag von Foote und Ruark. In diesem Fall fehlen, wie unten gezeigt wird, im Resonanzlicht 2 Komponenten von D_2.

Im Fall *b*) ist der elektrische Vektor stets senkrecht zum Feld, und dreht sich mit diesem, ohne daß eine Abnahme des Polarisationsgrads stattfindet.

5. Deutung dieser Ergebnisse durch Zeemaneffekt.

Wenn wir diejenigen Übergangswahrscheinlichkeiten für die Absorption nullsetzen, die zu Linien gehören, deren Polarisation bei Emission in Richtung des einfallenden Strahls zu dessen Polarisationsebene senkrecht ist und für die Aufteilung der Intensitätssumme zweier vom gleichen angeregten Niveau ausgehenden Linien die Beziehungen (6) berücksichtigen, erhalten wir die Intensitäten der einzelnen Komponenten im Resonanzlicht. Durch Addieren einerseits der zum Magnetfeld parallelen, andererseits der dazu senkrechten Intensitäten erhält man die Lage des elektrischen Vektors im Resonanzlicht und den Polarisationsgrad in bekannter Weise durch den Bruch

$$\frac{J_\perp - J_\parallel}{J_\perp + J_\parallel}.$$

Die Fälle a_β und b_β (Diagonalstellung des Magnetfelds) sind komplizierter zu behandeln und sollen daher zunächst zurückgestellt werden.

Im Fall a_α erhält man:

	⊥		∥	
$b = 3$	a	1/5	d	4/5
$a + d = 1 + 0$	b	3	c	4/5
$c + f = 0 + 1$	e	3	h	1
$e = 3$	f	1/5	i	1
$g + i = 2 + 0$	g	1		3,6
$k + k = 0 + 2$	k	1		
		8,4		

wegen (6) wird:

Polarisationsgrad 40 Proz., elektrischer Vektor senkrecht zum Magnetfeld, also parallel der Z-Achse.

Fall a_γ (Fall von Foote und Ruark):

	⊥		∥	
$b = 0$	a	4/5	d	3 1/5
$a + d = 0 + 4$	b	0	c	3 1/5
$c + f = 4 + 0$	e	0	h	1
$e = 0$	f	4/5	i	1
$g + i = 0 + 2$	g	1		8,4
$h + k = 2 + 0$	k	1		
		3,6		

hieraus:

Polarisationsgrad 40 Proz., elektrischer Vektor parallel zum Feld, also wieder parallel der Z-Achse.

Fall b_α:

	⊥		∥	
$b = 3$	a	1/5	c	4/5
$a + d = 1 + 0$	b	3	d	4/5
$c + f = 0 + 1$	e	3	h	1
$e = 3$	f	1/5	i	1
$g + i = 2 + 0$	g	1		3,6
$h + k = 0 + 2$	k	1		
		8,4		

hieraus:

Polarisationsgrad 40 Proz., elektrischer Vektor senkrecht zum Magnetfeld, also parallel zur Z-Achse.

Fall b_γ:

	⊥		∥	
$b = 3$	a	1/5	c	4/5
$a + d = 1 + 0$	b	3	d	4/5
$c + f = 0 + 1$	e	3	h	1
$e = 3$	f	1/5	i	1
$g + i = 2 + 0$	g	1		3,6
$h + k = 0 + 2$	k	1		
		8,4		

hieraus:

Polarisationsgrad 40 Proz., elektrischer Vektor senkrecht zum Feld, also parallel der Y-Achse.

Um nun auch die verwickelteren Fälle der Diagonalstellung des Magnetfeldes (a_β und b_β) behandeln zu können, betrachten wir in bekannter Weise durch Zerlegung der Schwingungskomponenten die beim Emissionsvorgang in Richtung des einfallenden Strahls ausgestrahlten Intensitäten, und zwar getrennt nach den Lagen des elektrischen Vektors, je nachdem dieser parallel der X- oder parallel der Z-Achse ist. Für die Anregung mit parallel der X-Achse polarisiertem Licht sind dann die Übergangswahrscheinlichkeiten den parallel der X-Achse schwingenden Intensitäten proportional. So erhält man:

	X	Z		X	Z
k_a	1	1/2	k_f	1	1/2
k_b	3	3/2	k_g	2	1
k_c	0	2	k_h	0	1
k_d	0	2	k_i	0	1
k_e	3	3/2	k_k	2	1

Im Fall a_β (elektrischer Vektor des erregenden Lichts parallel der Z-Achse):

	⊥		∥	
$b = 3/2$	a	1/2	c	2
$a + d = 1/2 + 2$	b	3/2	d	2
$c + f = 2 + 1/2$	e	3/2	h	1
$e = 3/2$	f	1/2	i	1
$g + i = 1 + 1$	g	1		6
$h + k = 1 + 1$	k	1		
		6		

hieraus:

Polarisationsgrad 0.

Im Fall b_β (elektrischer Vektor des erregenden Lichts parallel der X-Achse):

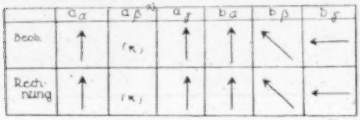
	⊥		∥	
$b = 3$	a	1/5	c	4/5
$a + d = 1 + 0$	b	3	d	4/5
$c + f = 0 + 1$	e	3	h	1
$e = 3$	f	1/5	i	1
$g + i = 2 + 0$	g	1		8,4
$h + k = 0 + 2$	k	1		
		3,6		

hieraus:

Polarisationsgrad 40 Proz. Lage des elektrischen Vektors senkrecht zur Feldrichtung, also diagonal im 2. Quadranten der YZ-Ebene.

In gleicher Weise findet man für beliebige Zwischenlagen Polarisationsgrad und Lage des elektrischen Vektors. So ergibt sich z. B. bei einem Winkel von 60° zwischen Magnetfeld und Z-Achse im Fall *a*) ein Polarisationsgrad von 20 Proz. und eine Neigung des elektrischen Vektors von 30° gegen die Z-Achse im 2. Quadranten der YZ-Ebene, im Fall *b*) dagegen bei gleicher Lage des elektrischen Vektors keine Verminderung der sonst 40 Proz. betragenden Polarisation, ganz in Übereinstimmung mit den Woodschen Versuchen, die im Fall *b*) bei Drehung des Magnetfelds wohl eine Drehung des elektrischen Vektors, dagegen keine Abnahme des Polarisationsgrads ergaben. In dem

beigezeichneten Schema (Fig. 3) ist zum Vergleich zwischen Rechnung und Beobachtung die



*) keine Polarisation.

Fig. 3.

Lage des elektrischen Vektors in den Fällen a_α bis b_γ eingetragen. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung vollkommen.

Wood erwähnt noch den Fall, daß das Magnetfeld parallel zur Beobachtungsrichtung angelegt ist, wodurch eine Auslöschung der Polarisation bewirkt wird. Auch dies wird durch den Zeemaneffekt erklärt: Die Beobachtungsrichtung entspricht jetzt dem Longitudinaleffekt, bei welchem nur zirkular polarisiertes Licht auftritt, das bei der Woodschen Anordnung wie unpolarisiertes Licht wirkte, eine Erklärung, die bereits in der Woodschen Arbeit erwähnt ist, ohne daß allerdings auf die Entstehung der Zirkularpolarisation eingegangen wird.

6. Die Woodschen Beobachtungen an Quecksilberdampf.

Die Beobachtungen an Quecksilberdampf unterscheiden sich von denen an Natriumdampf dadurch, daß auch bei Ausschaltung jeden Feldes starke Polarisation (bis 90 Proz.) auftritt, wenn wieder längs der X-Achse beobachtet wird und der elektrische Vektor parallel zur Z-Achse liegt. Dabei dürfte die Ursache lediglich darin liegen, daß Hg-Dampf der erforderlichen Dichte bei viel niedrigeren Temperaturen vorhanden ist als Na-Dampf, so daß die Störungen durch die Wärmebewegung viel kleiner sind. Vom Standpunkt der klassischen Theorie ist eine derartige Polarisation zu erwarten. Denn ein isotrop gebundener Oszillator kann durch eine derart polarisierte Welle nur zu Schwingungen parallel der Z-Achse angeregt werden, die ihrerseits wieder parallel der Z-Achse polarisiertes Resonanzlicht ergeben. Auch ein anisotrop gebundener Oszillator, der nur eine Schwingungsachse besitzt, ergibt, wie eine einfache Rechnung zeigt, teilweise Polarisation. Unpolarisiertes Resonanzlicht bei Anregung mit polarisiertem Licht ist daher vom Standpunkt der klassischen Theorie nicht zu verstehen. Gerade umgekehrt liegt die Sache vom Standpunkt der Bohrschen Theorie. Ist das Atom durch Absorption von polarisiertem oder unpolarisiertem Licht in einen angeregten Zustand übergegangen, so ist zunächst nicht einzusehen, daß zwischen dem bei der Reemission ausgestrahlten Resonanzlicht und dem anregenden Licht noch ein Zusammenhang bestehen soll. Die von Wood gefundenen Tatsachen zwingen daher zu der Annahme, daß auch im Feld der Lichtstrahlen eine Einstellung der Atome erfolgt. Versuche, eine anderweitige Folge dieser Einstellung betreffend, sind im hiesigen Institut in Vorbereitung.

Der Einfluß eines Magnetfeldes auf das Resonanzlicht besteht nach den Versuchen von Wood nur in einer Zerstörung der Polarisation, die stets dann eintritt, wenn das Magnetfeld eine Komponente parallel zum magnetischen Vektor des erregenden Lichts besitzt. Dies läßt sich auf dieselbe Weise, wie beim Na-Dampf durch Zeemaneffekte erklären. Entsprechend dem einfachen Zeemantyp der Linie 2537 wird die Rechnung wesentlich einfacher.

Der tiefere Grund für die polarisationsvernichtende Wirkung des Magnetfeldes liegt offenbar darin, daß das angeregte Quecksilberatom ein magnetisches Moment besitzt und sich deshalb zum Magnetfeld einstellen muß. Dadurch wird aber die zur Hervorrufung von feldfrei polarisiertem Resonanzlicht erforderliche Einstellung zum Lichtstrahl gestört. Das Interessante an den Woodschen Versuchen ist, daß die magnetische Einstellung schon bei ganz schwachen Feldern stattfindet, bei denen an eine spektroskopische Beobachtung des Aufspaltungsbildes noch nicht zu denken ist. Trotzdem machen sich die einzelnen Komponenten durch ihren Einfluß auf die Polarisation bemerkbar.

Zusammenfassung.

A. Die Beeinflussung der Polarisation des Resonanzlichts durch ein Magnetfeld ist eine Folge des Zeemaneffekts und läßt sich durch diesen vollständig erklären.

B. Die Tatsache, daß bei Abwesenheit jeglichen Feldes das mit geeignet polarisiertem Licht hervorgerufene Resonanzlicht selbst polarisiert ist, zwingt zu der Annahme, daß das Atom sich relativ zum Lichtstrahl einstellt.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, März 1924.

(Eingegangen 11. März 1924.)

Zur Theorie des Heliums.

Von Felix Joachim v. Wiśniewski.

In letzter Zeit sind mehrere Arbeiten von A. Landé[1]), Fr. Tank[2]) und Born u. Heisenberg[3]) über das Heliumatom veröffentlicht worden, aber mit negativem Erfolge. Dieses hat selbst zu der Meinung geführt, daß die Prinzipien der klassischen Mechanik zur Beschreibung der Bewegung mehr als zweier Elektronen nicht ausreichen.

Trotzdem werde ich hier nochmals dasselbe Problem auf einem etwas verschiedenem Wege, als die obengenannten Forscher eingeschlagen haben, durchrechnen und zeigen, daß die auf theoretischem Wege erhaltenen Korrektionen der Terme sehr gut mit den für das Parhelium bestimmten übereinstimmen und daß dieses besonders gut für den d-Term zutrifft.

Die hier gestellte Aufgabe reduziert sich zur Lösung des Dreikörperproblems.

Wir werden dieses Problem lösen unter der Voraussetzung, daß der Kern ruht und das erste Elektron sich um den Heliumkern auf einem Kreise vom Radius c und mit einer konstanten Winkelgeschwindigkeit n bewegt.

Das Dreikörperproblem reduziert sich also zur Bestimmung der Bewegung des zweiten Elektrons.

Im folgenden werde ich mit ϱ den Abstand des zweiten Elektrons vom Kerne und mit r den Abstand beider Elektronen bezeichnen.

Die Koordinaten des zweiten Elektrons, bezogen auf den Kern, werde ich mit ξ, η, ζ bezeichnen und die Koordinaten des ersten Elektrons mit ξ_0, η_0, da der Annahme nach das erste Elektron sich in der Ebene ξ, η ($\zeta = 0$) bewegen soll.

Die rechtwinkligen Koordinaten der Kraft F, welche auf das zweite Elektron wirkt, sind:

$$F_x = -\frac{Ee}{\varrho^3}\xi + \frac{e^2}{r^3}(\xi - \xi_0);$$
$$F_y = -\frac{Ee}{\varrho^3}\eta + \frac{e^2}{r^3}(\eta - \eta_0);$$
$$F_z = -\frac{Ee}{\varrho^3}\zeta + \frac{e^2}{r^3}\zeta,$$

wo

$$\varrho^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2;$$
$$r^2 = (\xi - \xi_0)^2 + (\eta - \eta_0)^2 + \zeta^2.$$

E bezeichnet hier die positive Kernladung und e die negative Ladung des Elektrons.

1) A. Landé, Störungstheorie des Heliums, diese Zeitschr. 5, 114. 1920.
2) Fr. Tank, Über Serienspektren, Ann. d. Phys. 59, 293, 1919.
3) Born u. Heisenberg, Die Elektronenbahnen im angeregten Heliumatom, Zeitschr. f. Phys. 16, 229, 1923.

Die Bewegungsgleichungen des zweiten Elektrons sind dann:

$$m\ddot{\xi} = -\frac{Ee}{\varrho^3}\xi + \frac{e^2}{r^3}(\xi - \xi_0);$$
$$m\ddot{\eta} = -\frac{Ee}{\varrho^3}\eta + \frac{e^2}{r^3}(\eta - \eta_0);$$
$$m\ddot{\zeta} = -\frac{Ee}{\varrho^3}\zeta + \frac{e^2}{r^3}\zeta;$$

m träge Masse des Elektrons.

Führen wir jetzt statt ξ, η, ζ neue Koordinaten x, y, z durch folgende Relationen ein:

$$\xi = x\cos(nt) - y\sin(nt); \quad \xi_0 = c\cos(nt),$$
$$\eta = x\sin(nt) + y\cos(nt); \quad \eta_0 = c\sin(nt),$$
$$\zeta = z; \quad \zeta_0 = 0,$$

wo n die Winkelgeschwindigkeit des ersten Elektrons ist.

Die Bewegungsgleichungen in den neuen Koordinaten lauten:

$$m\ddot{x} - 2mn\dot{y} - mn^2x = -\frac{Ee}{\varrho^3}x + \frac{e^2}{r^3}(x - c),$$
$$m\ddot{y} + 2mn\dot{x} - mn^2y = -\frac{Ee}{\varrho^3}y + \frac{e^2}{r^3}(y),$$
$$m\ddot{z} = -\frac{Ee}{\varrho^3}z + \frac{e^2}{r^3}z,$$

wo

$$\varrho^2 = x^2 + y^2 + z^2; \quad r^2 = (x - c)^2 + y^2 + z^2.$$

Das einzige bekannte Integral dieses Systems von Differentialgleichungen ist das sogenannte Jacobische Integral:

$$\frac{m}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) - \frac{m}{2}n^2(x^2 + y^2) - \frac{Ee}{\varrho} + \frac{e^2}{r} = h_0.$$

Für den Ausdruck der kinetischen Energie T haben wir:

$$T = \frac{m}{2}\left\{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2 + 2n(x\dot{y} - y\dot{x}) + n^2(x^2 + y^2)\right\}.$$

Die totale Energie E_0 ist

$$E_0 = T + U,$$

wo

$$U = -\frac{Ee}{\varrho} + \frac{e^2}{r}.$$

Führen wir weiter statt x, y, z die Polarkoordinaten ϱ, φ, Θ durch folgende bekannte Gleichungen ein:

$$x = \varrho\cos\Theta\cos\varphi; \quad y = \varrho\cos\Theta\sin\varphi;$$
$$z = \varrho\sin\Theta.$$

Für das Jacobische Integral und die kine-

tische Energie T haben wir in Polarkoordinaten folgende Ausdrücke:

$$\frac{m}{2}\left\{\dot\varrho^2+\varrho^2\dot\Theta^2+\varrho^2\cos^2\Theta\,\dot\varphi^2\right\}-$$
$$-\frac{m}{2}n^2\varrho^2\cos^2\Theta+U=h_0;$$
$$T=\frac{m}{2}\left\{\dot\varrho^2+\varrho^2\dot\Theta^2+\varrho^2\cos^2\Theta\,\dot\varphi^2+\right.$$
$$\left.+2n\varrho^2\cos^2\Theta\,\dot\varphi+n^2\varrho^2\cos^2\Theta\right\}.$$

Die Impulse p_ϱ, p_Θ, p_φ lauten:

$$p_\varrho=\frac{\partial T}{\partial\dot\varrho}=m\dot\varrho;\quad p_\Theta=\frac{\partial T}{\partial\dot\Theta}=m\varrho^2\dot\Theta;$$
$$p_\varphi=\frac{\partial T}{\partial\dot\varphi}=m\varrho^2\cos^2\Theta\,\dot\varphi+nm\varrho^2\cos^2\Theta.$$

Führen wir jetzt statt ϱ', Θ', φ' die ihnen entsprechenden Impulse p_ϱ, p_Θ, p_φ in die Ausdrücke des Jacobischen Integrals und der kinetischen Energie T ein. Dann erhalten wir:

$$\frac{1}{2m}p_\varrho^2+\frac{1}{2m}\frac{p_\Theta^2}{\varrho^2}+\frac{1}{2m}\frac{p_\varphi^2}{\varrho^2\cos^2\Theta}-np_\varphi+U=h_0;$$
$$T=\frac{1}{2m}p_\varrho^2+\frac{1}{2m}\frac{p_\Theta^2}{\varrho^2}+\frac{1}{2m}\frac{p_\varphi^2}{\varrho^2\cos^2\Theta}.$$

Es muß hier bemerkt werden, daß das Jacobische Integral nichts anderes ist als die Hamiltonsche Funktion H, weil:

$$h_0=T-T_1-2T_0+U$$

ist, wo

$$T_1=nm\varrho^2\cos^2\Theta\,\dot\varphi;\quad T_0=\frac{m}{2}n^2\varrho^2\cos^2\Theta,$$

und für H haben wir den bekannten Ausdruck[1])

$$H=T-T_1-2T_0+U,$$

also

$$H=h_0.$$

Im folgenden werde ich mich auf den Fall beschränken, daß c klein gegen ϱ ist. Dann haben wir für $\frac{1}{r}$ folgende Entwicklung:

$$\frac{1}{r}=\frac{1}{\varrho}\left[1-2\frac{c}{\varrho}\cos\tilde\omega+\frac{c^2}{\varrho^3}\right]^{-\frac12}=$$
$$=\frac{1}{\varrho}+\frac{c}{\varrho^2}\cos\tilde\omega+\frac12\frac{c^2}{\varrho^3}(3\cos^2\tilde\omega-1)+\cdots,$$

wo $\tilde\omega$ die Neigung des Radius ϱ gegen c bezeichnet. Da im Mittel

$$\overline{\cos\omega}=0;\quad\overline{\cos^2\omega}=\frac12$$

ist, so haben wir durchschnittlich

$$\frac{1}{r}=\frac{1}{\varrho}+\frac14\frac{c^2}{\varrho^3}+\cdots,$$

1) Charlier, Mechanik des Himmels, 1. Bd.

Durch Einsetzung dieses Wertes von $\frac{1}{r}$ in den Ausdruck von H erhalten wir

$$H=h_0=\frac{p_\varrho}{2m}+\frac{1}{2m}\frac{p_\Theta^2}{\varrho^2}+\frac{1}{2m}\frac{p_\varphi^2}{\varrho^2\cos^2\Theta}-$$
$$-np_\varphi-\frac{e(E-e)}{\varrho}+\frac{e^2}{4}\frac{c^2}{\varrho^3}.$$

Die Separation der Veränderlichen wird erreicht durch folgende Werte von p_ϱ, p_Θ, p_φ:

$$p_\varphi=\Lambda,\quad p_\Theta=\sqrt{\alpha^2-\frac{\Lambda^2}{\cos^2\Theta}};$$
(α, Λ Konstante)

$$p_\varrho=\sqrt{2m(h_0+n\Lambda)+\frac{2me(E-e)}{\varrho}-\frac{\alpha^2}{\varrho^2}-\frac{m}{2}e^2\frac{c^2}{\varrho^3}}$$

Die Quantenbedingungen lauten:

a) $nh=\oint p_\varrho\,d\varrho$; b) $n_1h=\oint p_\varphi\,d\varphi$;

c) $n_2h=\oint p_\Theta\,d\Theta$.

Aus der Quantenbedingung b) erhalten wir sofort:

$$\Lambda=n_1\frac{h}{2\pi}.$$

Aus der Quantenbedingung c) erhalten wir durch Integration auf komplexem Wege:

$$2\pi\alpha=(n_2-n_1)h.$$

Aus der Quantenbedingung a) erhalten wir durch Anwendung des von Herrn Sommerfeld für das Integral[1])

$$J=\oint d\varrho\sqrt{A+\frac{2B}{\varrho}+\frac{C}{\varrho^2}+\frac{D_1}{\varrho^3}}\qquad(a)$$

gegebenen Ausdruck

$$J=-2\pi i\left|\sqrt{C}-\frac{B}{\sqrt{A}}-\frac{BD_1}{2C\sqrt{C}}\right|$$

oder

$$A=-\frac{4\pi^2B^2}{\left[J+2\pi i\sqrt{C}-\pi i\frac{D_1B}{C\sqrt{C}}\right]^2},$$

für h_0 den folgenden Ausdruck

$$h_0+n\Lambda=$$
$$=-\frac{\frac{2\pi^2me^4}{h^2}\left[\frac{E}{e}-1\right]^2}{\left[n+n_2-n_1+4\pi^4m^2e^4\frac{c^2\left(\frac{E}{e}-1\right)}{h^4(n_2-n_1)^2}\right]^2},$$

wo man für die Konstanten A, B, C, D_1 folgende Werte benützt hat:

1) A. Sommerfeld, Atombau und Spektralinien.

$$A = 2m(h_0 + n\Delta); \quad B = me^2\left(\frac{E}{e} - 1\right);$$

$$C = -a^2; \quad \sqrt{C} = -ia; \quad J = nh;$$

$$D_1 = -\frac{n}{2}e^2C^2,$$

die aus der Identifizierung des Integrals (α) mit der Quantenbedingung a) folgen.

Für den totalen Wert der Energie

$$E_0 = T + U$$

erhalten wir:

$$E_0 = h_0 + n\Delta,$$

weil

$$T = h' + T_1 + 2T_0 - U$$

und

$$T_1 + 2T_0 = np_\varphi = n\Delta.$$

Also durch Einsetzen des Wertes von $h_0 + n\Delta$ haben wir:

$$E_0 = -\frac{Nh}{[n + n_2 - n_1 + \sigma]^2}\left[\frac{E}{e} - 1\right]^2,$$

wo

$$\sigma = \frac{1}{4}\frac{\frac{E}{e} - 1}{\left(\frac{E}{e}\right)^2}\frac{s^4}{(n_2 - n_1)^3},$$

da wir

$$C = \frac{h^2}{4\pi^2 me^2}\frac{s^4}{\left(\frac{E}{e}\right)^2} \quad (s = 1, 2 \cdots)$$

gesetzt haben, und

$$N = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3}.$$

Für das Helium haben wir

$$\frac{E}{e} = 2; \quad s = 1,$$

weil wir annehmen, daß das erste Elektron auf einer einquantigen Bahn kreist.

Für σ_{Hel} haben wir also:

$$\sigma_{Hel} = \frac{1}{16}\frac{1}{(n_2 - n_1)^3}. \qquad (a)$$

In der untenstehenden Tabelle stellen wir die nach der Formel (a) für ganze Zahlen von $(n_2 - n_1)$ berechneten Werte von σ_{Hel} mit den Korrektionen des p-, d- und b-Terms des Ortho- und Parheliums zusammen:

	p		d	b
$n_2 - n_1$	-1	$+2$	-3	-4
σ-Theorie	$-0{,}0624$	$0{,}00781$	$-0{,}0023$	$-0{,}000976$
σ-Parhelium	—	$0{,}009$	$-0{,}0022$	$-0{,}00085 \rightarrow -0{,}002$
σ-Orthohelium . . .	$-0{,}0657$	—	$-0{,}0026$	$-0{,}00103$

Für die p-Terme sind die theoretischen Werte im Vergleich mit den empirischen zu klein, was davon abhängen kann, daß unsere vereinfachenden Annahmen nicht streng genug erfüllt sind im Falle, daß das zweite Elektron sich in der Nähe des Kerns und des ersten Elektrons bewegt.

Bei den d- und b-Termen ist die Übereinstimmung gut.

Wie obenstehende Tabelle lehrt, kann der theoretisch bestimmte Wert von σ_{Hel} als Mittelwert zwischen den σ-Termen des Ortho- und Parheliums angesehen werden.

Es wäre zu wünschen, den hier bestimmten Ausdruck von σ für das einfach ionisierte Lithium zu prüfen.

Für einfach ionisiertes Lithium haben wir:

$$\sigma^+_{Lit} = \frac{1}{18}\frac{1}{(n_2 - n_1)^3},$$

weil

$$\frac{E}{e} = 3$$

ist.

(Eingegangen 23. Februar 1924.)

Über die durch Kationenstöße aus Platin ausgelösten Elektronenströme im Hochvakuum.

Von Eugen Badareu.

Für die Theorie des normalen Kathodenfalles wie auch für die Erklärung der Erscheinungen, die sich im Glimmlicht einer Glimmentladung abspielen, ist es von großer Wichtigkeit, die Ionisationsfähigkeit der Kationen bei ihrem Zusammenstoß mit der Kathode zu kennen. Nach Stark[1]) müssen die Kationen, um die Kathode ionisieren zu können, ein gewisses Minimum von Energie besitzen, welch letztere ihrerseits wieder ein gewisses Minimum von Potentialdifferenz zwischen dem Orte der Entstehung der Kationen und der Kathode erfordert (Ionisationspotential der Kathodenmaterialie). Der normale Kathodenfall würde einem solchen Ionisationspotential entsprechen.

Um zu sehen, ob diese Theorie der Wirklichkeit entspricht oder nicht, müßten Versuche unter Bedingungen angestellt werden, die ich im

1) J. Stark, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 15, 329, 1918.

folgenden schematisch kurz skizzieren will: An zwei Elektroden, von denen dicht bei der Anode die Quelle der positiven Ionen liegen möge, sei eine veränderliche Potentialdifferenz gelegt und man messe den Strom zwischen den Elektroden bei wachsender Potentialdifferenz. Die Elektroden müßten sich in einem Raum befinden, der sehr gut evakuiert sein muß, um eine eventuelle Ionisierung etwa noch vorhandener Gasmoleküle zu vermeiden, damit die Haupterscheinung nicht überdeckt werde. Wenn dann die positiven Ionen erst bei einem Potential, welches dem Ionisationspotential entspricht, die genügende kinetische Energie erlangen, um aus der Kathode Elektronen durch Stoß auszulösen, so müßte die entsprechende Stromspannungskurve von jenem Punkt, welcher dem obengenannten Potential entspräche, einen mehr oder weniger raschen Anstieg zeigen, da sich in diesem Falle zu dem bereits bestehenden Ionenstrom der die entgegengesetzte Richtung besitzende Elektronenstrom addieren würde.

Es würde bei derartigen Versuchen der Gedanke naheliegen, die Anode selbst als Kationenquelle zu benützen, indem man sie bis zu einer Temperatur erhitzt, bei welcher hauptsächlich nur positive Ionen austreten. In diesem Falle jedoch macht ein Umstand es unmöglich, bestimmte Schlüsse zu ziehen, und zwar ist es die Tatsache, daß die Zahl der positiven Ionen, die aus einer bestimmten Fläche der erhitzten Anode austreten, bei konstanter Temperatur der letzteren und bei wachsender Potentialdifferenz zwischen den Elektroden nicht konstant bleibt (wie es der Fall ist bei Elektronenemission heißer Metalle), sondern zunimmt, wenn die an das die Ionen aussendende Metall gelegte elektrische Kraft wächst, was schon Richardson[1]) beobachtet hat. Ich selbst habe bei Benützung eines reinen erhitzten Platindrahtes als Anode im Hochvakuum in voller Übereinstimmung mit Richardson (loc. cit.) folgende Stromspannungskurve für den positiven Ionenstrom gefunden (s. Fig. 1).

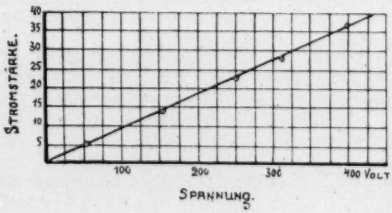


Fig. 1.

1) Vgl. E. Marx, Handb. der Rad., 4. Bd., S. 536.

Wie aus dieser Figur zu ersehen ist, ist der Ionenstrom der an die Elektroden gelegten Potentialdifferenz selbst bis 400 Volt streng proportional. Diese merkwürdige Erscheinung hat bis heute keine vollständige Erklärung gefunden. Auch in dem Falle, wenn man als Kationenquelle erhitztes Platin bedeckt mit Aluminiumphosphat verwendet, wächst die Stärke des Ionenstromes mit wachsender Potentialdifferenz, jedoch weniger regelmäßig als im vorher erwähnten Falle.

Dieses Hindernis bei Versuchen über die Ionisationsfähigkeit der Metalle durch positive Ionen, wie es die obengenannte Erscheinung darstellt, kann man jedoch mit Hilfe folgender Anordnung ausschalten: Die glühende Anode *a* (s. Fig. 2) befindet sich in einem Metallzylinder *b*,

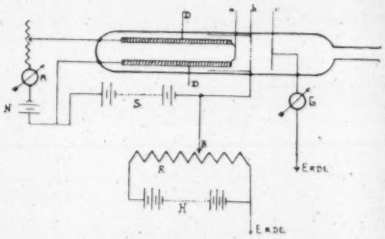


Fig. 2.

in welchem eine Öffnung gemacht ist, die mit einem Metallnetz überdeckt ist. An *a* und *b* ist eine konstant bleibende Potentialdifferenz gelegt. Die Kathode *c* ist durch ein Galvanometer *G* bleibend an Erde gelegt. Indem man an *b* verschiedene Potentiale anlegt, ist es möglich, den Strom zwischen der glühenden Anode und der Metallkathode als Funktion der an sie gelegten Potentialdifferenz zu messen, ohne daß die obengenannte Schwierigkeit noch vorhanden wäre, da ja doch in dieser Anordnung die an der erhitzten Anode wirkende elektrische Kraft konstant gehalten wird.

Fig. 2 stellt die Versuchsanordnung dar, die zu der Bestimmung der Ionisationsfähigkeit der Kationen in bezug auf Platin angewendet wurde. Die glühende Anode *a* bestand aus einer Platinfolie von einer Dicke von 0,02 mm, einer Breite von 1 mm und einer Länge von 7 mm und war mit Aluminiumphosphat leicht bedeckt, um die Ionenemission zu verstärken und mehr konstant zu halten. Diese Folie war an zwei zylindrischen Kupferstäben *DD* befestigt, welche einerseits durch an sie befestigte und in das Glas der Versuchsröhre eingeschmolzene Platindrähte, andrerseits durch kleine Messingfedern

(in der Figur nicht eingezeichnet) im Glasrohre in konstanter Lage gehalten wurden. Die Platinfolie wurde mit Hilfe von zwei Akkumulatoren N, die mit Paraffin gut isoliert waren, glühend gemacht. Während des größten Teiles der Versuche hatte der Strom, der zum Erhitzen diente, eine Stärke von 3.6 Ampère, so daß die Folie schwach rot war.

Die Anode war von einem auf einer Seite geschlossenen Platinzylinder b von 5 cm Länge und 2,5 cm Durchmesser umgeben. In dem Boden desselben war eine runde Öffnung von 8—9 mm Durchmesser gemacht, die ebenfalls mit einem Platinnetz von ungefähr 400 Maschen pro 1 cm² bedeckt war. Die Kathode c bestand aus einer Platinscheibe von 23 mm Durchmesser, welche von einem in Glas eingeschmolzenen Platindraht gehalten wurde. Die Entfernung zwischen der glühenden Anode und dem Netz war 6—7 mm, die zwischen Netz und Kathode ungefähr 12 mm. Die geschilderte Apparatur befand sich, wie aus der Figur zu ersehen ist, in einer Glasröhre, welche in direkter Verbindung mit einem Pumpensystem für Hochvakuum (Gaedesche Diffusionspumpe — Gaedesche Quecksilberrotationspumpe — Gaedesche Kapselpumpe) stand. Zwischen Pumpensystem und Versuchsrohr war eine Gasfalle eingeschaltet, die sich während der Versuchsdauer in einer Mischung von fester Kohlensäure und Äther befand. Jedwede Art von Glashahn und Glasschliff wurde vermieden, um das Vorkommen von Fettdämpfen auszuschalten.

Die Kathode c war bleibend durch ein Galvanometer G mit Erde verbunden. (Galvanometer von der Firma Hartmann & Braun mit einer Empfindlichkeit von ungefähr $0{,}9\times10^{-10}$ A pro 1 mm der Skala bei einem Abstand derselben von 1 m.) Der positive Pol der Batterie N, der zum Erhitzen der Folie diente und gut isoliert war, stand mit dem positiven Pol einer aus 40 kleinen Akkumulatoren bestehenden Batterie S in Verbindung, deren negativer Pol mit dem Platinzylinder, also auch mit dem Platinnetz, verbunden war; auf diese Weise bestand zwischen Folie a und Netz b immer die gleiche Potentialdifferenz, und zwar ungefähr gleich 75 Volt. Außerdem war der negative Pol der Batterie S und mit ihm das Netz b mit einem Schleifkontakt B verbunden, welcher längs eines großen Widerstandes R von ca. 12000 Ohm beweglich war, durch welch letzteren eine Hochspannungsbatterie H von 280 kleinen Akkumulatoren kurz geschlossen war (Batterie H geliefert von Phywe). Der negative Pol der Hochspannungsbatterie H lag bleibend an Erde. Auf diese Weise konnte das Netz bis auf ein Potential von ca. 550 Volt aufgeladen werden. Die Potentialdifferenz V zwischen der glühenden Anode a und der Kathode c ist selbstverständlich gleich der Summe der Potentialdifferenzen zwischen a und b einerseits und b und c andrerseits, also $V = V_{ab} + V_{bc}$, wobei die Potentialdifferenz V_{ab} während der ganzen Versuchsdauer, wie schon erwähnt wurde, immer ca. 75 Volt betrug. Ich habe gerade diese Potentialdifferenz zwischen a und b gewählt, um einen relativ starken und mit Hilfe des Galvanometers gut meßbaren Ionenstrom zu haben (80—120 mm Galv.-Ausschlag) bei einer solchen Temperatur der Metallfolie, daß kein merklicher Elektronenstrom aus der mit Aluminiumphosphat bedeckten Metallfolie ausgelöst werde.

Die Versuche wurden in folgender Weise ausgeführt: Nach peinlichster Reinigung der Versuchsröhre wurde dieselbe an das Pumpensystem angeschlossen und mehrere Stunden hindurch bei gleichzeitiger starker Erwärmung evakuiert. Ebenso befand sich die Platinfolie während des Evakuierens in glühendem Zustande und die Gasfalle in der obengenannten Kältemischung. Nachdem ich mich versicherte, daß das Vakuum einen genügend hohen Grad erreicht habe, begann ich die Stromstärke i des Stromes zwischen den Elektroden a und c für verschiedene Werte der Potentialdifferenz V (zwischen 75—600 Volt) zu messen.

Die Resultate einer ganzen Versuchsreihe sind dargestellt in untenstehender Tabelle, graphisch durch die stark ausgezogene Kurve in Fig. 3. In der Tabelle wie auch in der graphischen Darstellung ist nicht direkt i als Funktion von V gegeben, sondern das Verhältnis $\frac{i - i_0}{i_0}$ als Funktion von V, wobei i die Stromstärke bei einem beliebigen Potential, i_0 jedoch die Stromstärke bei dem Potential von ca. 75 Volt.

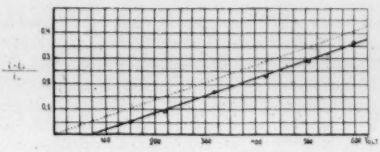


Fig. 3.

Diese Versuchsergebnisse können nur so gedeutet werden, daß man annimmt, daß der durch die Kationenstöße ausgelöste Elektronenstrom schon bei einer Potentialdifferenz von 75 Volt vorhanden ist und mit zunehmender Energie der stoßenden Kationen auch zunimmt.

Nach dieser Deutung ist also $\frac{i - i_0}{i_0}$ augenscheinlich das Verhältnis des Wertes der Änderung des Elektronenstromes zum Werte des Anfangsstromes bei 75 Volt.

Tabelle.

V	$\frac{i - i_0}{i_0}$
75	0
150	0,05
220	0,09
317	0,17
425	0,25
510	0,28
600	0,37

Wenn man annimmt, daß der Elektronenstrom auch proportional der Energie der aus kleineren Potentialdifferenzen als 75 Volt resultierenden Kationenstöße wächst, dann stellt die in Fig. 3 punktiert ausgezogene Gerade, die durch den Ursprung geht und parallel der Geraden der Versuchsergebnisse ist, den Wert des Verhältnisses des von den Elektronen herrührenden Teiles des Gesamtstromes zu dem durch Kationen gebildeten Teile dar.

Die beobachtete Erscheinung konnte sehr gut reproduziert werden, und zwar auch ganz genau vom quantitativen Standpunkt aus. Das Anwachsen des Stromes kann auf keinen Fall durch Ionisation eventuell noch vorhandener Quecksilberdampfmoleküle erklärt werden, weil man die Kältemischung wegnahm, das obengenannte Verhältnis $\frac{i - i_0}{i_0}$ etwas kleiner wurde, während es hätte größer werden müssen bei einer eventuellen Ionisation der Quecksilberdampfmoleküle durch Kationenstöße. Diese Tatsache beweist, daß die Anwesenheit von Quecksilberdampfmolekülen bei einem Druck von $^1/_{1000}$ mm ca. keinen merklichen Einfluß auf Kationenströme im Hochvakuum hat, was für Elektronenströme schon früher von vielen Seiten gezeigt worden ist.

Die erhaltenen Resultate beweisen demnach, daß für Kationen (zumindest für solche, die aus erhitztem, mit Aluminiumphosphat bedecktem Platin austreten)[1]) gar kein Schwellenwert für die Potentialdifferenz, die notwendig ist, damit die Kationen aus der Kathode Elektronen durch Stoß auslösen, existiert, sondern zeigen, daß die Elektronen bereits bei relativ kleinen Potentialdifferenzen aus der Kathode austreten und daß ihre Zahl proportional der Energie der auf die Kathode stoßenden Ionen wächst.

Nach dem Gesagten wäre die Erklärung des normalen Kathodenfalles also folgende: Die Größe des Potentialabfalles im Kathodenraum muß so groß sein, daß die Zahl der aus der Kathode infolge der Stöße einer bestimmten Menge von Kationen austretenden Elektronen genügend ist, um der Glimmentladung Stabilität zu verleihen. Wenn also n Kationen nach dem Passieren des Potentialfalles V mit Hilfe der in demselben erreichten Energie ein einziges Elektron hervorbringen, dann muß dieses Elektron nach seinem Durchgange durch den Kathodenraum, in welchem es die Energie V erlangt, wieder n positive Ionen erzeugen. Im idealen Fall, wenn die Elektronen durch den Stoß an Moleküle gar keinen Verlust von Energie erleiden würden, müßte das Verhältnis von $\frac{V}{V_i} = n$ sein, wenn V_i das Ionisationspotential eines Gasatomes oder Gasmoleküls durch ein Elektron bedeutet.

Eine solche Vermutung über den Mechanismus der Erscheinungen, die sich vor der Kathode bei einer Glimmentladung abspielen, hat schon Holm[1]) ausgesprochen.

Zusammenfassung.

1. Es wird durch Versuche gezeigt, daß der Elektronenaustritt aus Platin, verursacht durch Kationenstöße im Hochvakuum, nicht ein gewisses Minimum von Energie der letzteren erfordert, sondern daß der Austritt bei jeder vorhandenen Energie der Kationen erfolgt, und zwar ist die Zahl der ausgelösten Kationen proportional der Energie der Kationen.

2. Es wird die Richtung angedeutet, in welcher die Theorie des normalen Kathodenfalles gemäß den Vermutungen von Holm ausgebaut werden müßte.

Weitere Versuche mit anderem Kathodenmaterial werden ausgeführt.

Czernowitz (Cernăuți), Physikalisches Institut der Universität, Februar 1924.

(Eingegangen 23. Februar 1924.)

1) Siehe W. Hüttemann, Über die Emission von Elektronen usw. Diss. Berlin 1917.

1) Holm, diese Zeitschr. **16**, 20, 1915; **19**, 548, 1918.

BESPRECHUNGEN.

E. Grimsehl, Lehrbuch der Physik. Zum Gebrauch beim Unterricht, bei akademischen Vorlesungen und zum Selbststudium, in zwei Bänden. Erster Band: Mechanik, Wärmelehre, Akustik und Optik. 6. vermehrte und verbesserte Auflage. Herausgegeben von Dr. W. Hillers unter Mitarbeit von Dr. H. Starke. gr. 8°. XII u. 1118 S. mit 1090 Abb. und 2 farbigen Tafeln. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1923. Preis geh. M. 16.70.

Der erste Band des ausgezeichneten Lehrbuches liegt nun schon in 6. Auflage vor; wieder hat sich der Herausgeber durch zahlreiche Änderungen und Verbesserungen erfolgreich bemüht, das Buch auf „zeitgemäßer wissenschaftlicher Höhe zu erhalten". Besonders zu begrüßen ist die Aufnahme der neueren Anschauungen über den Bewegungswiderstand in Flüssigkeiten und Gasen; gerade dieses Gebiet lag bisher sehr im argen; im Unterricht und in Lehrbüchern wurden meist nicht nur unzureichende, sondern geradezu falsche Vorstellungen gebracht. Hier wird der weitreichende Einfluß des Grimsehl erfreulichen Wandel schaffen.

Daß der Herausgeber nicht allen Anregungen und Wünschen entsprechen kann, ist selbstverständlich. Die nachstehenden Bemerkungen mögen demgemäß auch nur als persönliche Ansicht des Besprechenden gewertet werden; er will damit keineswegs die Berechtigung anderer Standpunkte verneinen.

Von mancherlei Kleinigkeiten abgesehen, ist mir besonders folgendes aufgefallen: Zuweilen ist ein Mittelweg zwischen Beweis und Veranschaulichung gewählt, wie er häufig in Schulbüchern beliebt wird. Das kann den denkenden Leser nicht befriedigen. Wo ein strenger Beweis zu viel mathematische Hilfsmittel fordert, scheint es mir besser, das offen auszusprechen und dafür die betreffende Erfahrungstatsache desto klarer zu beleuchten.

Ich würde ferner alle Gesetzmäßigkeiten, die auf einer periodischen Zustandsänderung beruhen, in einen besonderen, breit angelegten Abschnitt „Schwingungs- und Wellenlehre" zusammenfassen und dabei die erläuternden Beispiele aus dem Gesamtgebiet der Physik hernehmen, unbeschadet ihrer teilweise erst späteren Sonderbehandlung. Didaktisch ist das berechtigt, weil zum Grimsehl kein völliger Anfänger greift; eine solche Vorwegnahme hätte aber den Vorteil, daß so wichtige Begriffe wie „Erzwungene und freie Schwingungen", „Koppelung", „Dämpfung", „Resonanz", „Interferenz", „Strahlung" usw. einmal losgelöst vom besonderen Fall (Akustik, Optik, Mechanik, Elektromagnetismus) erläufert werden könnten; die Einheitlichkeit der physikalischen Erscheinungen käme so wohl besser zum Ausdruck, als bei der hergebrachten Darstellungsweise.

Weiterhin würde ich eine Umgestaltung der Wärmelehre in der Richtung begrüßen, daß die kinetische Theorie als das Anschaulichere vorausgenommen würde und die Grundlage für die schwierige Thermodynamik bildete. Seitdem die kinetische Theorie nicht mehr nur nützliche Arbeitshypothese, sondern bis in Einzelheiten experimentell erwiesen ist, besteht eigentlich kein Grund mehr, an dieser Stelle von dem sonst in der Darstellung gewählten guten Wege abzuweichen, erst das Anschauliche, dann das Abstrakte zu bringen.

Schließlich scheinen mir die physikalische Optik und besonders die Strahlungsumformungen zu stiefmütterlich behandelt. Das Buch will doch vor allem das Grundsätzliche und physikalisch Wichtige bringen; dazu dürften aber in dauernd steigendem Maße gerade die Strahlungsumformungen mit allem Drum und Dran gehören. Demgegenüber haben m. E. manche Teile der breit angelegten geometrischen Optik nur optotechnische Bedeutung.

Neben diesen Bemerkungen möchte ich noch ein grundsätzliches Bedenken zum Ausdruck bringen. Ich habe Sorge für die Einheitlichkeit des Lehrbuches. Schon die an sich vorzügliche Darstellung der Wärmelehre wirkt ein wenig als Fremdkörper im Grimsehl, ebenso andere Stellen. Diese Gefahr wird das Buch je länger desto mehr laufen. Obwohl der Grimsehl dank immer neuer Zusätze und Änderungen nicht veraltet, so altert er doch! Der ursprünglich einheitliche Bau wird durch die vielen An- und Umbauten schließlich unkenntlich, und statt eines geschlossenen physikalischen Weltbildes werden wir eine Sammlung physikalischer Beobachtungstatsachen und Theorien finden.

Der Herausgeber ist sich dieser Gefahr natürlich bewußt; es wird vielleicht in absehbarer Zeit nötig sein, unter ausgiebiger Verwendung der vortrefflichen alten Teilstücke einen völligen Neuguß vorzunehmen; dabei wäre dann besonders mit der historisch verständlichen, der heutigen Entwicklung der Physik aber nicht mehr gut entsprechenden Einteilung und Anordnung zu brechen.

Daß ein Buch solchen Umfanges und solcher Vielseitigkeit nicht frei von allerlei Unstimmigkeiten und Versehen ist, liegt auf der Hand; vielleicht ließe sich aber hier noch bessern, wenn noch mehr als bisher schon die einzelnen Abschnitte von Fachkollegen durchgesehen würden, die in diesen Teilgebieten besondere Erfahrung besitzen. Die Anführung von Einzelbeispielen würde hier kleinlich wirken; denn zusammenfassend möchte ich doch sagen, daß ich zur Zeit kein vortrefflicheres Lehrbuch entsprechenden Umfanges der Gesamtphysik kenne. Gudden.

L. Graetz, Lehrbuch der Physik. 8°. VI und 521 Seiten mit 285 Abbildungen im Text. Fünfte, vermehrte Auflage. Leipzig und Wien, Franz Deuticke. 1923.

Von dem seltsamen Versuch der vierten Auflage, die Mechanik erst hinter der Wärme, Magnetismus und Elektrizität zu behandeln, hat der Verfasser in dieser fünften Auflage wieder Abstand genommen. Die Anordnung des Stoffes ist die folgende: I. Einleitung. II. Mechanik. III. Molekulareigenschaften der Körper. IV. Wellenbewegung. V. Schall. VI. Wärme. VII. Magnetismus. VIII. Elektrizität. IX. Licht.

An der Graetzschen Darstellungsweise ist gerade das Gemeinverständliche der hervorstechendste Zug, der auch hier wieder rühmlich hervorgehoben sei.

Der Umfang dieser Auflage ist gegen die vorangegangene in vielen Punkten vermehrt. Erwähnt seien: Die Diffusionspumpe, die Überleitfähigkeit, die Hitzdrahtmeßinstrumente, die Glühkathode, die Elektronenröhren und ihre Anwendung, die Röntgenspektroskopie, die Kerntheorie der Atome, die Wellenmesser, der Michelsonsche Versuch, das Strahlungspyrometer.

Man wird dem Verfasser durchaus beipflichten, daß er das Problem der Relativitätstheorie nur angedeutet hat. Denn es pflegt schon alte Köpfe zu ver-

wirren — davon zeugt der geradezu unsinnige Wust von Literatur, der von unberufener Seite heute darüber verfertigt wird — um so mehr muß der jugendliche Kopf durch das heikle Gebiet zu unfruchtbaren Spekulationen angeregt werden. Daß aber andere Dinge, die heute das Fundament unserer physikalischen Anschauungen bilden, so stiefmütterlich behandelt wurden, muß entschieden bedauert werden. Ein etwas breiterer Raum käme der Quantentheorie ganz entschieden zu. Noch schlimmer steht es mit dem Bohrschen Atommodell. Die wenigen Zeilen, die das Buch hierüber bringt, sind weit davon entfernt, irgendeine Vorstellung vom Modell, geschweige denn irgendwelche Klarheit zu bringen. Hier muß man sagen: entweder eingehend behandeln, oder lieber gar nicht erwähnen! Auch das über Bremsstrahlung und Fluoreszenzstrahlung der Röntgenstrahlen Gebrachte ist viel zu wenig. Hier vermißt man die wichtige Quantenbeziehung, daß Röntgenstrahlen kurzwellige Lichtstrahlen sind, was doch gerade in einem Lehrbuche deutlich zum Ausdruck kommen sollte, wird dem Studierenden keineswegs klar: die Röntgenstrahlen werden, ihrer Wellennnatur wegen, nur als „den Lichtstrahlen analoge Vorgänge" bezeichnet (S. 390). Demgegenüber sei rühmlich hervorgehoben, daß der Kinetischen Gastheorie mehr Zeit gewidmet wird, wobei der Leser bis zur Maxwellschen Verteilung geführt wird.

Für die Reichhaltigkeit des Stoffes ist die Zahl der Abbildungen entschieden zu knapp. So findet sich nicht ein einziges Volt- oder Amperemeter, sondern nur ein ganz prähistorisches Nadelgalvanometer (Fig. 159, S. 296). Eine Reihe Abbildungen sind perspektivisch recht falsch, so der Magnetinduktor (Fig. 190, S. 363) und das Braunsche elektrostatische Voltmeter (Fig. 149, S. 273). Die Abbildung der Straßenbahnen (Fig. 194, S. 369), die der Verfasser „Trambahnen" nennt, erscheint denn doch etwas zu spielerisch für ein Lehrbuch, das Studierenden dienen soll. So weit reicht deren Vorstellungsgabe doch wohl sicher aus. Unmöglich ist die Abbildung der geschichteten Entladung (Fig. 199, S. 378). Warum wird das Barlowsche Rad nur immer wieder als Stern gezeichnet? Gerade den schönen Beweis für die Reibung der Elektrizitätsträger in Metallen, der durch die Deutung der Vollscheibe entsteht, läßt man sich da entgehen!

Leider hat sich der Verfasser nicht dazu überwinden können, einen Ausdruck wie „Extrastrom", der schon in der Besprechung der letzten Auflage von anderer Seite gerügt wurde, beiseite zu lassen. Geradezu ungeheuerlich ist aber der Ausdruck: „Selbstpotential" für Selbstinduktionskoeffizienten. Das ist umso schlimmer, als der ganze Abschnitt diese witzige Spitzmarke trägt.

Alls in allem genommen dürfte das Buch mehr für Schüler höherer Schulen als für Studierende geeignet sein. Für solche erscheint dem Ref. die Darstellungsweise oft doch zu allgemeinverständlich und zu wenig gründlich. Ich verweise da auf die Darstellung der Grundlagen, die zur Rutherfordschen Kerntheorie führen (S. 396, Abschn. 451). Vom Studierenden setzt man doch voraus, daß er nach dem kausalen Zusammenhange der Dinge fragt und sich nicht mit bloßen Folgerungen zufrieden gibt.

Hans Küstner.

A. Born, Isostasie und Schweremessung. Ihre Bedeutung für geologische Vorgänge. 8°. 160 S. Mit 31 Abbildungen. Berlin, Julius Springer, 1923. M. 9.—.

Es ist in den letzten Jahren mehrfach gelungen, geophysikalische Forschungsmethoden auf geologische Probleme anzuwenden. Am deutlichsten ist dies in die Erscheinung getreten bei der Anwendung seismischer Methoden und bei der Benutzung der Drehwage und der erdmagnetischen Lokalvariometer für die bergbauliche Erschließung produktiver Lagerstätten. Das Interesse an geophysikalischen Methoden hat dadurch bei den Geologen in letzter Zeit stark zugenommen. Besonders hat Fr. Kossmat versucht, die Resultate der Schweremessungen für die Geologie nutzbar zu machen.

In dem vorliegendem Buch gibt ein Geologe eine umfassende Darstellung der Bedeutung der Isostasie für die geologischen Vorgänge.

Die geodätischen Messungen und Schweremessungen haben Abweichungen von dem systematischen Gang ergeben, der für das Geoid zu erwarten war. Diese Lotstörungen und Schwereanomalien wurden anfänglich dem Einfluß des Reliefs der Erde, also den sichtbaren Massenunregelmäßigkeiten zugeschrieben, und man versuchte rechnerisch diesen Einfluß zu beseitigen, in der Erwartung, dadurch den ungestörten systematischen Gang zu erhalten. Der erwartete Zweck wurde jedoch nicht erreicht, die reduzierten Beobachtungen verliefen nicht einfacher, oftmals sogar komplizierter. Der notwendige Schluß war, daß die sichtbaren Massenunregelmäßigkeiten nicht die einzigen sind. Massenanhäufungen oben entsprechend Massendefekten unterhalb und umgekehrt. Es ist eine unterirdische Kompensation vorhanden; ist diese vollständig, so spricht man von einer isostatischen Lagerung der Massen. Die Kontinente bestehen aus leichterem, die Meeresböden aus schwererem Material; die Kontinente schwimmen auf dem schwereren Material, wie Eisblöcke auf dem Wasser. Die Fragen, die nun besonders interessieren, sind: 1. In welcher Tiefe hat sich die Kompensation vollständig vollzogen, so daß dort Dichte und Druckdifferenzen und darum auch Spannungen nicht mehr auftreten; 2. Wie groß sind die Flächenelemente, die noch selbständige Kompensation zeigen, das Erdrelief also isostatisch und nicht elastisch tragen und 3. was läßt sich aus den Schweremessungen und der sichtbaren Massenunregelmäßigkeit über die unsichtbare unterhalb schließen.

Das vorliegende Buch berichtet über den Stand dieser Frage in den drei einleitenden Kapiteln: 1. Die Lehre von der Isostasie; 2. Die Voraussetzungen; 3. Die Schweremessungen. Auf die Instrumente und auf die Methode der Schweremessungen wird hierbei nicht genauer eingegangen. Die Reduktionsverfahren von Faye, Bourguer und Hayford und ihre neueren Anwendungen werden besprochen, jedoch nicht abgeleitet. Die Bedeutung der Schwerestörungen Δg und $\Delta g''$ für die Geologie wird eingehend erörtert. Δg bzw. $\Delta g''$ bedeutet die Differenz zwischen der nach Faye bzw. Bourguer auf das Geoid reduzierten Schwerebeobachtung und der theoretisch für das Niveausphäroid (nicht für das Rotationsellipsoid wie Seite 15) berechneten. In Kap. 5 Pseudo-Anisostasien werden die Fälle behandelt, wo aus einer Störung der totalen Schwere Δg nicht auf eine Abweichung vom isostatischen Zustand geschlossen werden darf (Kontinentalrandstörung), wo also die Schwerewirkung der besonderen Massenlagerung eine tatsächlich vorhandene Isostasie verschleiern kann. Im Kap. 6 werden einige theoretische Erörterungen über den Ablauf isostatischer Vorgänge, über das Abscheren von Gesteinsmassen angestellt, die aber zum Teil auf Annahmen fußen müssen, die nicht genügend gesichert sind, so die Dicke der festen Erdkruste, die Temperaturzunahme mit der Tiefe und die Änderung

der Zerreißfestigkeit der Gesteine mit Druck und Temperatur. Der übrige Teil des Buches Kap. 4 und 7—13 befaßt sich vorwiegend mit der geologischen Deutung der Schweremessungen. Der heutige Gleichgewichtszustand der Erdkruste (Kap. 4) ist im großen Ganzen eine isostatische Massenlagerung. Kontinente und Meere zeigen normale Schwere. Abweichungen bestehen dort, wo besondere Gründe dafür vorliegen, am Kontinentalabfall zur Tiefsee (Pseudoanisostasie) in jungorogenetischen Zonen, besonders in den Randsenken und überall dort, wo der isostatische Ausgleich noch nicht beendet ist, wo das Einsinken der Massen in den auch für geologische Zeiten sehr zähflüssigen Untergrund hinterherhinkt. Nachhinken zeigt sich auch besonders bei der diluvialen Vereisung (Kap. 8); das Aufsteigen des von Eis entlasteten Fennoskandinaviens ist noch nicht beendet; ferner bei den ozeanischen Vulkaninseln (Kap. 10) deren Schwere mit einem noch fortdauernden Abwärtssinken korrespondiert. Kap. 9 behandelt die Sedimentation und Abtragung; Kap. 11 den Zusammenhang zwischen Störungen der Isostasie und Erdbeben. Die Ursache ist bei Erdbeben vielfach ein ruckweises Hinstreben zur isostatischen Lagerung, deren Eintreten bisher durch elastische Spannung verhindert wurde. Den Schluß des Buches bilden einige Bemerkungen über regionale und lokale Kompensation (Kap. 12) — über die Größe der nicht mehr isostatisch kompensierten Flächenelemente — und über die Großformen der Erdrinde (Kap. 13).

Dem Physiker zeigt das Buch zunächst, wie notwendig es für die Geologie ist, über das Verhalten der Gesteine (Schmelzpunkt, Elastizität, Plastizität) bei hohen Drucken und Temperaturen zuverlässige Angaben zu erhalten. Die neueren hier noch nicht erwähnten Arbeiten aus dem Geophysical Laboratory der Carnegie Institution in Washington bringen hierfür wertvolle Beiträge. Ferner geht aus dem Buch hervor, daß für die wichtigsten geologischen Fragen oft eine durchaus ungenügende Anzahl von Schweremessungen vorliegt. (Im ganzen verfügt man heute über etwa 3000 Messungen.) Dieser Mangel ist durch die Schwierigkeit und Langwierigkeit der Messung bedingt. Eine Vereinfachung der Instrumente und Methoden, besonders für Seebeobachtungen, wäre sehr erwünscht. Schließlich wird der Geophysiker dem Buche entnehmen, welche außerordentliche Bedeutung es für die Geologie haben würde, wenn sich sicher feststellen ließe, ob und in welcher Tiefe die Gesteine verflüssigt sind. Hier können seismische Beobachtungen Auskunft geben. Versuche in dieser Richtung liegen bereits vor. Doch ist diese Frage noch nicht endgültig entschieden. G. Angenheister.

R. Fuchs und L. Hopf, Aërodynamik. gr. 8°. VIII u. 466 S., m. 285 Abbildungen. (Band II des „Handbuchs der Flugzeugkunde", herausgeg. von F. Wagenführ.) Berlin, C. Schmidt & Co. 1922.

Ein beträchtlicher Teil der während des Krieges auf den Markt geworfenen Flugliteratur besaß nur allzu deutlich den Charakter des augenblicklich aktuellen Artikels, der — in Hast, oft von Unberufenen fabriziert — reich an Lücken und Fehlern, kaum irgendeinen Nutzen stiften konnte. Den Berufenen, die es besser gekonnt hätten, war vielfach aus Zensurgründen der Mund geschlossen. Ganz im Gegensatz zu den genannten Augenblickserscheinungen steht die großzügig angelegte und — soweit man dies bei einer so jungen Wissenschaft sagen kann — abgeklärte „Aërodynamik" der beiden Verfasser, die während des Krieges an wissenschaftlich maßgebender Stelle in der Flugzeugmeisterei standen, dort nicht nur reiche Erfahrungen sammeln konnten, sondern dem Leser der „Technischen Berichte der Flugzeugmeisterei" bereits aus zahlreichen Abhandlungen wohl bekannt sind. Darüber hinaus bietet das vorliegende Werk in der Form eines Lehrbuches einen geschlossenen Überblick über den derzeitigen Stand der Hydrodynamik des Fluges einerseits und der Dynamik des Flugzeugs andrerseits.

Aus der Einleitung „Quellen der aërodynamischen Erkenntnis" von Hopf seien die anschaulichen Betrachtungen über Dimensionen und Modellregeln besonders hervorgehoben[1]). Der erste, etwa die Hälfte des Buches umfassende Hauptteil „Die Luftkräfte" von Fuchs geht von den Grundlagen der klassischen Hydrodynamik aus und führt über die von Kutta und Joukowsky gegebene Theorie des Auftriebs zu der neueren Prandtlschen Theorie des Tragflügelwiderstandes, behandelt auch die Kármánsche Theorie der „Wirbelstraße" und das Wichtigste über Luftschraubenkräfte und gibt in einem Kapitel von rund 50 Seiten an Hand zahlreicher Diagramme die hauptsächlichsten Ergebnisse der Modellversuche für Tragflügel und andere wichtige Teile.

Die zweite Hälfte des Werkes von Hopf gibt auf breiter Grundlage eine vorzügliche, ihrer geschlossenen Art und ihrem Umfang nach die erste Darstellung der gesamten Flugzeugdynamik, zu der der Verfasser in den letzten Jahren selbst, teilweise zusammen mit dem ersteren Verfasser, mehrere wertvolle Beiträge geliefert und hier organisch der Gesamtbehandlung eingegliedert hat. Zunächst wird das Kräfte- und Momentengleichgewicht im geraden Flug behandelt, dann das gestörte Gleichgewicht und die beschleunigte Längsbewegung, schließlich die Seitenbewegung. Die Darstellung ist ausgezeichnet durch rechnerische Klarheit, mechanische Anschaulichkeit und Betonung des technisch und für den Flug Wichtigen. So wird neben dem Fachmann auch der reine Physiker, dessen Interesse der Materie nach vielleicht zunächst hauptsächlich sich dem ersten hydrodynamischen Teil des Werkes zuwendet, auch in der Lektüre des zweiten Teils reichen Genuß finden. L. Schiller.

M. v. Smoluchowski, Abhandlungen über die Brownsche Bewegung und verwandte Erscheinungen. Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften Nr. 207. kl. 8°, VIII u. 152 S. mit einem Bildnis u. 4 Figuren. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1923.

Als geistiger Nachfolger L. Boltzmanns, eines der Begründer der kinetischen Theorie der Materie, bearbeitete M. v. Smoluchowski besonders die Abweichungen der Zustände eines Systems vom wahrscheinlichsten Zustand, die sogenannten Schwankungserscheinungen, und im Zusammenhang damit das Problem der Irreversibilität und der Gültigkeitsgrenzen des zweiten Hauptsatzes. Einige seiner wichtigsten Arbeiten gibt das vorliegende Bändchen wieder: eine Arbeit über Brownsche Bewegung aus dem Jahre 1906 und Arbeiten, die diese Gedanken weiter ausbauen aus den Jahren 1913 bis 1915, ferner Studien über irreversible Vorgänge aus dem Jahr 1915, die

1) An zwei Stellen, S. 9 unten und S. 10 oben, stört hier die versehentliche Angabe, daß der kinematische Reibungskoffizient der Luft kleiner sei wie der des Wassers.

an den Loschmidtschen Umkehreinwand und den Poincaréschen Wiederkehreinwand anknüpfen.

Die vom Herausgeber hinzugefügten ausführlichen Anmerkungen machen die Arbeiten leicht lesbar und geben Beziehungen zu den Arbeiten anderer Forscher an.

F. Hund.

Tagesereignisse.

Stellenvermittlung für promovierte Physiker und Werkstudenten der physikalischen und physikalisch-technischen Richtung bei der Fachgemeinschaft deutscher Hochschullehrer der Physik.

Die Kriegsjahre haben gezeigt, daß die Ausbildung des Physikers ihm eine breite Grundlage gibt, die ihn befähigt, auf den verschiedensten Gebieten der mechanischen, optischen, elektrischen und chemischen Industrie wertvolle Dienste zu leisten. Immerhin besteht eine gewisse Schwierigkeit darin, die richtigen Physiker an die richtigen Stellen zu bringen, wo sie Nutzbringendes leisten können und an ihrer Arbeit Freude haben.

Um dieser Schwierigkeit abzuhelfen, insbesondere um den Universitäts- und Hochschul-Instituten und den industriellen Unternehmungen die Auffindung eines geeigneten Assistenten für das Laboratorium und für theoretische Arbeiten zu erleichtern, hat die Fachgemeinschaft deutscher Hochschullehrer der Physik auf der Bonner Physikertagung beschlossen, eine Vermittlungsstelle für promovierte Physiker in Berlin zu gründen, die von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für Technische Physik in ihrer Tätigkeit unterstützt wird.

Diese Stelle soll zu gleicher Zeit die Unterbringung von Werkstudenten physikalischer und physikalisch-technischer Richtung vermitteln und fördern. Es hat sich gezeigt, daß diese häufig ganz vorzügliche Dienste leisten und mindestens einen auf dem Technikum ausgebildeten Laboranten ersetzen, so daß ihre Ferientätigkeit sehr häufig zu dauernder späterer Anstellung oder auch, wenn die ungünstigen Vermögensverhältnisse ein Weiterstudium nicht gestatteten, schon vorher zu einer dauernden Anstellung geführt hat.

Über den Verkehr mit der Vermittlungsstelle, deren Einrichtung auf Veranlassung der Fachgemeinschaft deutscher Hochschullehrer der Physik Herr Professor Pirani, Berlin O, Ehrenbergstraße 11—14, übernommen hat, werden im folgenden die notwendigen Angaben gemacht.

I. Promovierte Physiker.

Der Stellungsuchende[1] wendet sich an die Vermittlungsstelle zu Händen des Herrn Obersekretär Koch, Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Berlin-Charlottenburg, Werner-Siemens-Str. 8—12. Die Briefe sollen folgende Angaben enthalten:

1. Namen;
2. Adresse;
3. Geburtsdatum und Geburtsort;
4. Frühesten Eintrittstermin;
5. Augenblickliche Tätigkeit;
6. Gehaltsansprüche;
7. Stichworte über Ausbildung und frühere Tätigkeit;
8. Stichworte über eventuell veröffentlichte Arbeiten;
9. Gebiete, auf denen besondere wissenschaftliche und technische Erfahrungen vorliegen;
10. Wünsche, bezüglich der Tätigkeit;
11. Sprachkenntnisse;
12. Personen, die über den Bewerber Auskunft erteilen.

Briefpapier, Briefumschlag und Rückporto für die Beantwortung sind beizulegen.

Dem Stellungsuchenden wird darauf mitgeteilt, wo ein freier Posten vorhanden ist, und es wird ihm anheimgestellt, sich auf dem Wege über die Vermittlungsstelle[1]) mit der betreffenden Firma oder dem Institut in Verbindung zu setzen. Der Inhalt seines Briefes interessiert die Vermittlungsstelle im allgemeinen nicht, nur die Tatsache, ob er sich mit der Firma oder dem Institut in Verbindung gesetzt hat oder nicht. Der Brief kann daher, falls dem Bewerber daran liegt, verschlossen sein.

Führt der Briefwechsel zu einer Anstellung, so teilt der Bewerber dies der Vermittlungsstelle sofort mit. Auch von einem negativen Resultat ist die Vermittlungsstelle zu unterrichten; dem Suchenden wird dann, falls noch eine für ihn in Betracht kommende Anfrage vorliegt, diese Adresse mitgeteilt.

Anfragen formaler Art sind an die Physiker-Vermittlungsstelle z. H. Herrn Obersekretär Koch, solche persönlicher Art z. H. Herrn Professor Pirani zu richten.

II. Werkstudenten.

Werkstudenten melden sich auf ihrer Hochschule bzw. Universität im Physikalischen Institut oder Institut der Technischen Physik, dessen Leiter die Benachrichtigung der Vermittlungsstelle übernimmt. Um Porto zu sparen, werden die Schreiben dort gesammelt und an die Vermittlungsstelle weitergegeben, die sie dann an die Firmen, welche Werkstudenten haben wollen, verteilt.

Die Bewerbungen müssen enthalten:

1. Namen und genaue Adresse;
2. Semester (im allgemeinen mindestens 3 Semester);
3. Studienrichtung (mit Angabe der Professoren, deren Vorlesungen besucht werden);
4. Zeit und Monat, wann disponibel;
5. Wünsche bezüglich Art und Ort der Beschäftigung (Provinz oder dergl., Handarbeit oder nur Laboratoriumsarbeit usw.).

Die Meldungen werden zweckmäßig mindestens $^1/_4$ bis $^1/_2$ Jahr im voraus erfolgen, da die industriellen Werke häufig zwei- bis dreimal soviel Angebote erhalten als sie unterbringen können.

Um einen Teil der entstehenden Unkosten zu decken, zahlen Firmen für jeden Fall der Inanspruchnahme der Vermittlungsstelle, unabhängig davon, ob sie zum Erfolg geführt hat oder nicht, 0,50 Goldmark, können aber, wenn sie glauben, die Vermittlungsstelle häufiger in Anspruch zu nehmen, diese Gebühr durch eine einmalige jährliche Zahlung von 5 Goldmark ablösen.

Staatliche Institute senden außer dem Briefpapier für die Antwort das Porto in Form von Dienstmarken ein.

Promovierte Physiker zahlen, wenn die Vermittlung zum Erfolg geführt hat, 0,50 Goldmark im Laufe des ersten Halbjahres nach erfolgter Anstellung an die Vermittlungsstelle.

[1]) Dies betrifft nur die Einleitung der Korrespondenz, die spätere wird direkt geführt.

November 1923.

Fachgemeinschaft deutscher Hochschullehrer der Physik.
Deutsche Physikalische Gesellschaft.
Gesellschaft für Technische Physik.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

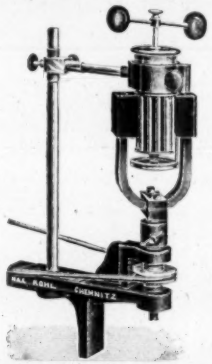
Habilitiert: An der Technischen Hochschule Turin Dr. Giorgio Martin Wedard für Elektrochemie.

Ernannt: Dr. Christopher Kelk Ingold vom Imperial College of Science and Technology London zum Professor der organischen Chemie an der Universität Leeds an Stelle des zurückgetretenen Professors J. B. Cohen, die a. o. Professoren an der Universität Wien Dr. Adolf Franke (analytische Chemie) und Dr. Ernst Spaeth (Chemie) zu ord. Professoren an derselben Hochschule.

Berufen: Der a. o. Professor der Technischen Hochschule Zürich Dr. Paul Scherrer zum ord. Professor der Physik an der Universität Bern als Nachfolger von Professor Dr. Aimé Forster.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz



52068. Modell eines Kurzschlussankers nach Friedr. C. S. Müller, für die Schwungmaschine.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

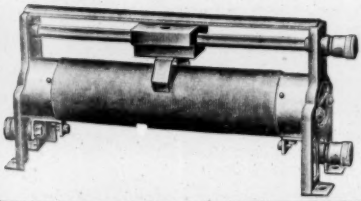
Projektions-Apparate

Laboratorienmöbel

in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel: 4 Grosse Preise; Turin: 2 Grosse Preise; Dresden: Grosser Preis.

PHYWE-**Gleitwiderstände**



Absolut zuverlässig

Denkbar einfach — Unerreicht billig

Verlangen Sie Liste PZW.

Physikalische Werkstätten A.-G.

Göttingen

G. E. Stechert & Co. in Leipzig, Hospitalstr. 10

kaufen stets gegen Bezahlung in **Dollars**

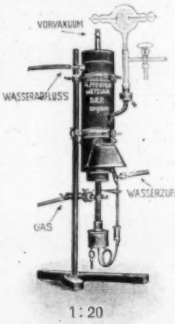
Wissenschaftliche Zeitschriften in vollständigen Reihen

z. B.

Annalen der Physik — Annalen der Chemie — Mathematische Annalen — Journal für praktische Chemie — Monatshefte für Chemie — Physikalische Zeitschrift — Zeitschrift für physikalische Chemie — Meteorologische Zeitschrift — Zeitschrift für Mathematik usw.

Angebote mit Preisangabe erbeten.

Pfeiffer's

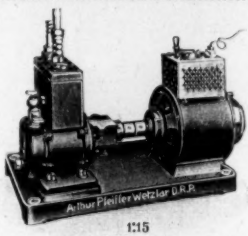


1:20

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in **10 Sek.** vom Vorvakuum ab.
Listen von Abt. H anfordern.

Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Ztschr. 1922, pag. 463.



1:15

Rot. Kammer-Öl-Luftpumpe D. R. P.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 50 cbm per Stunde
Photometer aller Systeme
Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.
Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge
Doppel-Pendelgleichrichter
Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Neue Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall
nach Prof. Gaede
D. R. P. und Auslandspatente angemeldet

$^1/_{25}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm
„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.